PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. September 1916. Redaktionsschluß für No. 19 am 16. September 1916. 17. Jahrgang.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.
Georg Lutze. Von A. Wigand. S. 417.

Originalmitteilungen:
R. Seeliger, Über den Luftwiderstand von Kugeln. S. 419.
K. F. Herzfeld, Bemerkungen zu der Arbeit von Th. Wereide: Die statistisch-mechanische Grundlage der allgemeinen Quantentheorie. S. 423.
V. Kutter, Über die Analyse schwingender Tropfen vermittelst Wirbelringen. S. 424.
A. Lampa, Lichterscheinungen in einer spiegelnden Röhre. S. 429.

Zusammenfassende Bearbeitungen:
J. Franck u. G. Hertz, Über Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen. (II. Teil.) S. 430.

Besprechungen:
Schlomann-Oldenbourgs Illustrierte Technische Wörterbücher. XII. S. 440.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker. S. 440.

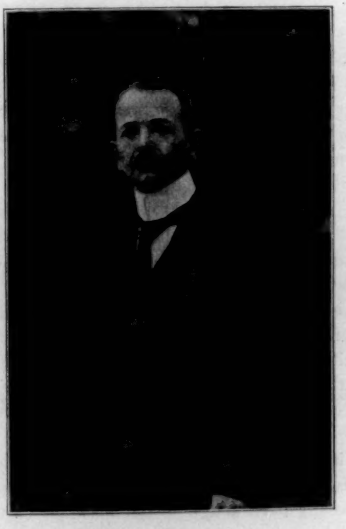
Personalien. S. 440.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Georg Lutze.

Von Albert Wigand.

Über Georg Lutzes Leben liegt die ganze Tragik, aber auch der volle Glanz des allzu früh Dahingeschiedenen: Eine glückliche Kinderzeit, frohe Studentenjahre, eine kurze, durch Erfolg und Erleben reiche Zeit wissenschaftlicher Arbeit, ein begeisterter Auszug in den Krieg und in fröhlichem, siegreichem Vorwärtsstürmen ein schöner Soldatentod. Er hat dem Vaterlande mit seinem Leben einen wirklichen Wert zum Opfer gebracht.



G. Lutze

Am 31. März 1887 wurde Lutze in Rudolstadt als Pfarrersohn geboren. Ostern 1906 verließ er das Rudolstädter Gymnasium mit dem Reifezeugnis, genügte zunächst in Leipzig seiner militärischen Dienstpflicht als Infanterist und studierte in Leipzig, Göttingen und Halle Physik, Mathematik, Chemie und Philosophie. In Halle wurde er Schüler von Karl Schmidt, der seinen Arbeiten die Richtung nach dem Gebiete der elektrischen Schwingungen gab. In freundschaftlicher Mitarbeit beteiligte er sich an meinen wissenschaftlichen Freiballonfahrten und benutzte sie, besonders die Hochfahrten, zur Behandlung funkentelegraphischer Probleme. Im Sommer 1913 nahm Lutze, einer ehrenvollen Aufforderung folgend, an der funkentelegraphischen Großstation in Brüssel-Laeken eine Stellung an, die seinen Neigungen entsprach. Dort hat er erfolgreich

an der zuverlässigen Verbindung sehr großer Entfernungen gearbeitet, indem er mit seinem in Halle bei Schmidt erworbenen Rüstzeug diese schwierige technische Aufgabe anfaßte.

Der Ausbruch des Krieges traf Lutze bei einer Übung als Leutnant in Deutschland. Gleich in den ersten Tagen rückte er aus und nahm kämpfend teil an dem deutschen Siegeszug durch Belgien und dem Einmarsch in Frankreich. Schon am 8. September 1914 ist der 27-Jährige in einem Infanteriegefecht südwestlich von Châlons-sur-Marne durch Kopfschuß gefallen. Er führte seine Kompagnie im Morgengrauen tapfer gegen das Dorf Lenharré, in dem sich die Franzosen verschanzt hatten. An einer Kirchenhecke fand er unerwartet starken Widerstand, so daß einige seiner Leute zurückweichen wollten. Da nahm Lutze einem von diesen das Gewehr ab und schoß selbst stehend auf den Feind. Beim zweiten oder dritten Schuß fiel er, von mehreren Kugeln getroffen, tot nieder. Über ihn hinaus stürmten die Seinen das Dorf und drangen weiter siegreich vor. Dort, wo er gefallen, fand er ein schlichtes Grab gemeinsam mit anderen Offizieren seines Regiments.

Es kann hier nur andeutungsweise ein Bild dieses gediegenen Charakters entworfen werden, der als ein reiner Mensch in einer feinen, herzgewinnenden Art still unter uns gelebt und mit ernster Tatkraft gewirkt hat. Seine mathematische Begabung und eine ausgesprochene Befähigung zu selbständiger Forschung und praktischer Tätigkeit führten ihn zu Erfolgen, die ihn tief befriedigten und beglückten. Die Anerkennung der Fachgenossen konnte ihm nicht versagt bleiben.

Lutzes Doktorarbeit enthält theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Vorgänge am Resonanztransformator, besonders über den Einfluß der Dämpfungsfaktoren, und gibt eine Methode an zur Kapazitätsmessung von Antennen mit dem Resonanztransformator. Ferner werden in der Dissertation oszillographische Messungen zur Theorie der Schwingungsvorgänge in gekoppelten Kondensatorkreisen mitgeteilt.

Die weiteren Arbeiten Lutzes, abgesehen von den zuletzt in Brüssel ausgeführten, über die keine Publikation vorliegt, behandeln hauptsächlich zwei Probleme der drahtlosen Telegraphie, zu deren Bearbeitung sich der Freiballon als hervorragendes Hilfsmittel erwies, nämlich das Gesetz der Wellenausbreitung nach Höhe und Entfernung, sowie die Natur der luftelektrischen Empfangsstörung. Daneben hat Lutze auch an meinen Luftfahrtsuntersuchungen über andere aerophysikalische Probleme (Kondensationskerne, Leitfähigkeit) mitgearbeitet. Die Erlebnisse unserer gemeinsamen Hochfahrten, besonders einer solchen bis 9425 m Höhe, schufen ein starkes persönliches Band zwischen uns beiden.

Lutzes Messungen der funkentelegraphischen Empfangsintensität bei Ballonfahrten in geringen Höhen und bei zwei Hochfahrten mit Maximalhöhen von 7005 und 6240 m ergaben eine Abnahme der Stärke der empfangenen Zeichen mit zunehmender Erhebung über den Erdboden und mit wachsender Entfernung von der Sendestation. Damit ist experimentell bewiesen, daß sich die Wellen vorzugsweise längs der Erdoberfläche fortpflanzen. Die Resultate stimmen mit der Sommerfeldschen Theorie der Oberflächenwellen quantitativ überein.

Die „luftelektrische Empfangsstörung" der drahtlosen Telegraphie, womit man die im Telephon der Empfangsstation auftretenden Nebengeräusche bezeichnet, hat Lutze bei mehreren Freiballonfahr-

ten beobachtet. Durch gleichzeitige Versuche in zwei Ballonen und auf einer Landstation ergab sich zwar eine Übereinstimmung des allgemeinen täglichen Ganges der Störungen, wie er sich ausprägt in einer doppelten Periode; die einzelnen Störungen sind jedoch auf lokale Ursachen zurückzuführen. Es zeigte sich, daß der meteorologische Charakter der Luftschicht, in der sich der Ballon befand, und auch die Beschaffenheit des darunter liegenden Geländes von bestimmendem Einfluß auf die Störungen ist, und daß sich besonders in Wolken eine starke Vermehrung der Empfangsstörungen feststellen läßt. Im allgemeinen nimmt die Anzahl der Empfangsstörungen mit zunehmender Höhe ab. In großen Höhen (über 5000 m) wurden stets sehr geringe Störungszahlen gefunden. Nach Versuchen von Lutze und Breyer mit einem „Momentankollektor" sind die Empfangsstörungen als Äußerungen schneller, häufig oszillatorischen Schwankungen des luftelektrischen Potentials anzusehen.

Veröffentlichungen von G. Lutze:

1. Untersuchungen an langsamen elektrischen Schwingungen. Mitt. d. Labor. f. Theoret. Physik Halle, Nr. 2. Inaug.-Dissert., Halle 1913. 33 S.
2. Ballonversuche über die Lautstärke funkentelegraphischer Zeichen in größeren Höhen. Elektrotechn. Zeitschr. 1913, S. 273; Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 379—380, 1914.
3. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon. Diese Zeitschr. **14**, 288—296, 1913.
4. Physikalische Untersuchungen im Freiballon I. Synoptische Messungen der luftelektrischen Empfangsstörung am Erdboden und im Ballon für verschiedene Luftschichten, mit gleichzeitigen Beobachtungen der Kondensationskernzahl und der luftelektischen Zerstreuung. Gemeinsam mit A. Wigand, unter Mitarbeit von E. Everling und G. Jenrich. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abh. 1; Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 2, 1913. 39 S.
5. Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Boden und im Freiballon. Vorgetragen von A. Wigand bei der Wiener Naturforscherversammlung. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abh. 4; Verh. d. D. Physik. Ges. **15**, 1100—1106, 1913; diese Zeitschr. **14**, 1148—1151, 1913; Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 366—367, 1914.
6. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche, nach Beobachtungen bei Freiballonhochfahrten. Vorgetragen von E. Everling bei der Wiener Naturforscherversammlung. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abh. 5; Verh. d. D. Physik. Ges. **15**, 1107—1110, 1913; diese Zeitschr. **14**, 1151—1153, 1913; Jahrb. d. drahtl. Telegr. **8**, 367—373, 1914.
7. Luftelektrizität und drahtlose Telegraphie. Die Antenne 1913, S. 121—126; 1914, S. 10—16.
8. Physikalische Untersuchungen im Freiballon II. Die luftelektrische Empfangsstörung sowie die Intensitätsverteilung elektromagnetischer Wellen für verschiedene Höhen und Luftschichten, nach Simultanmessungen am Erdboden und in zwei Ballonen, mit gleichzeitiger Beobachtung der Kondensationskernzahl, der luftelektrischen Zerstreuung und des Potentialgefälles. Gemeinsam mit E. Everling, unter Mitarbeit von A. Wigand und G. Jenrich. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abh. 8; Abh. d. Naturf. Ges. Halle, N. F. Nr. 3, 1914. 79 S.
9. Bericht über eine wissenschaftliche Freiballonfahrt bis 9425 m Höhe. Gemeinsam mit A. Wigand. Aerophysikalischer Forschungsfonds Halle, Abh. 9; Beitr. z. Physik d. freien Atmosphäre **6**, 173—186, 1914.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Luftwiderstand von Kugeln.

Von R. Seeliger.

1. Bewegt sich eine Kugel unter dem Einfluß einer äußeren Kraft in einem widerstehenden Medium, so kann man die Bewegung phänomenologisch beschreiben durch eine Diff.-Gleichung der folgenden Form:

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = A - c\left(\frac{dx}{dt}, K\right) \qquad (1)$$

worin A die äußere Kraft und c die der Bewegung entgegenwirkende Reibungskraft ist. c ist allgemein eine Funktion der Geschwindigkeit und einer Größe K, die ihrerseits zusammengesetzt zu denken ist aus gewissen physikalischen und geometrischen Konstanten, wie

innere Reibung des Mediums, Volumen der Kugel usw.

In praxi geht man nun meist so vor, daß man c proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit setzt, ein Ansatz, der einerseits mit der Erfahrung innerhalb gewisser Grenzen gut übereinzustimmen scheint, andererseits wohl aus dem rein mathematischen Grund gewählt wird, weil er eine Integration der Bewegungsgleichung in geschlossener Form erlaubt; für andere Formen des Widerstandsgesetzes ist man auf Reihenentwicklungen oder graphische Methoden angewiesen. Da nun eine hydrodynamische Ableitung des Widerstandsgesetzes bisher noch fehlt und aus bekannten Gründen auch weiterhin auf die größten Schwierigkeiten stoßen dürfte, so scheint es jedenfalls empfehlenswert, vorerst den umgekehrten Weg zu gehen und aus Versuchen das Widerstandsgesetz empirisch zu konstruieren. Dieser Weg wurde nun in der Tat verschiedentlich eingeschlagen; trotz mannigfacher verschiedener Methoden (Schleppversuche, Pendelversuche, Messungen im bewegten Luftstrom) scheinen die Resultate jedoch noch nicht soweit festzustehen, daß nicht die Bearbeitung weiterer Spezialfälle von Nutzen sein könnte.

Ich möchte nun hier die von mir in einem solchen Spezialfall erhaltenen Resultate mitteilen, die sich auf die Bewegung eines kugelförmigen Ballons in der freien Atmosphäre beziehen. Das Versuchsmaterial lag in einer Reihe von aerologischen Untersuchungen der letzten Jahre fertig vor und bedurfte also nur einer sinngemäßen Bearbeitung[1]).

2. Auf einen in der freien Atmosphäre aufsteigenden Ballon wirkt nach oben der (freie) Auftrieb, nach unten die mit der Geschwindigkeit monoton ansteigende Reibungskraft. Unter dem Einfluß dieser beiden Kräfte nimmt der Ballon eine konstante Endgeschwindigkeit an, die Bewegung wird stationär. Besonders einfach gestalten sich nun die Verhältnisse bei einem geschlossenen prallen Ballon mit elastischer Hülle, wie er zu meteorologischen Zwecken vielfach verwendet wird, sei es nun als „ballon sonde" mit Registrierinstrumenten, sei es nach dem Vorgang von Hergesell in Form eines kleinen Gummiballons (Piloten) zur Erforschung der Windverhältnisse in den oberen Teilen der Atmosphäre. Bei derartigen Ballons kann man nämlich den Auftrieb als praktisch konstant ansehen und es resultiert eine konstante, d. h. von der Höhe unabhängige Steigegeschwindigkeit[1]), die sich sehr rasch — schon nach wenigen Metern — einstellt. Komplizierter liegen die Dinge bei einem offenen Prallballon, da hier der Auftrieb mit steigender Höhe ständig abnimmt; trotzdem wird man auch hier — und direkte Messungen bestätigen dies — wegen der beträchtlichen Größe der Reibungskraft einerseits, wegen der nur kleinen Änderung des Auftriebs andererseits wenigstens auf den einzelnen Abschnitten der Ballonbahn von einer — nun allerdings jeweils von der Höhenlage des betreffenden Bahnelementes abhängenden — konstanten Endgeschwindigkeit sprechen und mit dieser weiter rechnen können; man wird also die Bewegung als quasistationär ansehen können.

Für den oben genannten einfachsten Fall des geschlossenen elastischen Prallballons ist nun nach Gleichung (1) die konstante Endgeschwindigkeit gegeben als die kleinste positive Wurzel der Gleichung:

$$A = c(v,k), \tag{2}$$

worin A eine Konstante ist, die sich folgendermaßen darstellt:

$$A = (\text{Auftrieb des Gases}) - (\text{Gewicht des Ballons} + \text{Ballastgewicht}). \tag{3}$$

Das Ziel unserer Untersuchung ist nun eine empirische Konstruktion der Funktion c. Wir stellen zunächst c dar als Produkt dreier Faktoren, deren funktionellen Aufbau wir dann einzeln bestimmen werden:

$$c(v,k) = \varkappa(p) \cdot \alpha(V) \cdot \psi(v). \tag{4}$$

Der letzte Faktor ψ stellt uns die Abhängigkeit der Reibungskraft von der Geschwindigkeit v allein dar, der zweite Faktor α ebenso die Abhängigkeit vom Volumen V des kugelförmigen Ballons, während der erste Faktor $\varkappa$ die Abhängigkeit von den physikalischen Konstanten (Reibungskoeffizient, Rauhigkeit der Oberfläche usw.) zusammenfaßt, die sich außer durch eigentliche „Ballonkonstante" alle durch den Luftdruck, d. h. durch die Dichte des reibenden Mediums darstellen lassen müssen. Inwieweit eine derartige Faktorenzerlegung gerechtfertigt ist, kann nur der Erfolg lehren, doch wollen wir vorerst in Anlehnung an die Methoden und Bedürfnisse der Praxis davon Gebrauch machen. Beschränken wir ferner unsere Überlegungen zunächst auf stets dasselbe Höhenniveau ent-

1) Ich möchte für das Folgende bemerken, daß die gegenwärtigen Verhältnisse mich zu einigen Unvollständigkeiten in der Abfassung der vorliegenden Notiz zwingen. Einerseits macht der Aufenthalt im Felde es mir unmöglich, Literaturangaben zu bringen und mich auf andere Arbeiten zu beziehen, andererseits verbietet die Benutzung des hier verwendeten Materials im militärischen Wetterdienst eine Mitteilung desselben in extenso und zwingt zu einer Beschränkung auf den allgemeinen Gang der Untersuchung und auf eine Publikation lediglich der Resultate in numerischer Form.

1) Vgl. jedoch das in Abschnitt 4 Gesagte.

sprechend $b = 760$ mm Hg, so können wir den Faktor $\pi(b)$ vorerst als irrelevant einfach fortlassen und haben also mit den folgenden beiden Gleichungen zu operieren:

$$\left.\begin{aligned} A &= \alpha(V)\,\psi(v) \\ A &= \text{Gasauftrieb } a - \text{Gesamtgewicht } g \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Man hat es nun in der Hand, durch Änderung der Größen a und g die Versuchsbedingungen weitgehend zu variieren und so die Funktionen α und ψ punktweise zu konstruieren; die Endgeschwindigkeit v ist durch Doppelvisierungen zu finden, a und g ergeben sich durch direkte Wägung an der Füllwage und V berechnet sich leicht aus a und aus der Differenz σ der spezifischen Gewichte von Füllgas (Wasserstoff) und Luft nach der Formel[1]):

$$A = \sigma V - g. \quad (6)$$

Variiert man A durch Variation von g allein, so kann man also bei konstantem V, d. h. für ein und denselben Ballon, verschiedene Endgeschwindigkeiten erzielen und die Funktion ψ bestimmen. Umgekehrt liefert eine Variation von a unter Konstanthaltung der Endgeschwindigkeit (durch Variation von g und V) die Funktion α bei konstanter Geschwindigkeit.

Eine willkommene Ergänzung der in solcher Weise an Gummipiloten gewonnenen Resultate liefern nun Versuche mit prallen (offenen) nichtelastischen Ballons, wie solche in Form von Papierballons benutzt werden. Die Resultate der Messungen an Gummi und Papierballons dürften untereinander kaum vergleichbar sein, da die letzteren bei weitem nicht so genau kugelförmig sind wie die ersteren, sondern mehr die Form einer Birne mit kugeligem oberen Teil haben und ferner das Beobachtungsmaterial an Papierballons bis jetzt weder so umfangreich ist noch so systematisch gehäuft zu sein scheint. Trotzdem möchte ich anhangsweise auf die Messungen an Papierballons aus folgendem Grund eingehen. Eine Bestimmung der Funktion π (Gleichung 4) ist an Gummiballons nur indirekt möglich, da mit einer Änderung der Luftdichte stets eine Änderung des Volumens verbunden ist und in diese die ganzen komplizierten elastischen Eigenschaften der Hülle eingehen. Diese Schwierigkeit fällt nun bei Papierballons insofern weg, als hier das Volumen mit steigender Höhe (abnehmendem Luftdruck) konstant bleibt; man kann also[2]) cet. par., d. h. bei konstantem Volumen und konstanter Geschwindigkeit den Wert der Reibungskraft für verschiedene Luftdrucke bestimmen und somit π konstruieren. Die Rechnung ist ganz ebenso wie früher auf Grund der Gleichungen (5) durchzuführen. Um jedoch nach Gleichung (6) die Größe A in verschiedenen Höhen bestimmen zu können, muß man den Luftdruck p in dieser Höhe kennen. Dies sowie das beschränkte Versuchsmaterial geben Veranlassung, die diesbezüglichen Resultate nur als eine erste Orientierung anzusehen. Ich habe nun den zu einer Höhe h gehörenden Druck einfach der üblichen barometrischen Höhenformel entnommen unter Annahme einer Temperatur $t_0 = 10^0$ am Erdboden und einer Temperaturabnahme von $0{,}5^0$ auf 100 m; die benutzten Werte sind die folgenden:

H	0	2000	4000	Meter
p	760	595	462	mm Hg

3. Für den geschlossenen Prallballon habe ich meinen Rechnungen die Angaben von Hergesell zugrunde gelegt, die graphisch die konstante Endgeschwindigkeit als Funktion des Gesamtballongewichts und des Auftriebs geben und sich auf Geschwindigkeiten von etwa 1—4 m/sec und auf Volumina von etwa 0,1—0,4 cbm erstrecken. Nach der eben entwickelten Methode ist daraus der Gang der Funktionen ψ und α berechnet und in den Fig. 1 und 2 dargestellt worden. Eine einfache Darstellung in analytischer Form hat sich nicht finden lassen, insbesondere ist eine Proportionalität mit irgendeiner ganzen oder gebrochenen Potenz von v bzw. V in dem ganzen benutzten Intervall auch nicht annähernd anzunehmen. Recht gut — bis auf Maximalfehler von etwa 4 Proz. — lassen sich dagegen die Funktion ψ und α durch folgende zweigliedrige Ausdrücke wiedergeben:

$$\left.\begin{aligned} \psi(v) &= 2{,}24\,v + v^2 \\ \alpha(V) &= 2{,}07\,V^{1/3} + V^{2/3} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Endlich diene zur Orientierung über die absolute Größe der Reibungskraft, daß diese für eine Kugel von 0,2 cbm Inhalt bei einer Geschwindigkeit von 3 m/sec 149 g beträgt. Aus dieser Angabe und aus der Gleichung (7) können innerhalb des Gültigkeitsbereiches von (7) natürlich alle Absolutwerte berechnet werden.

Hinsichtlich der Resultate an Papierballons interessiert uns vor allem, daß sich aus ihnen innerhalb der allerdings recht großen Fehlergrenzen eine Proportionalität der Reibungskraft mit dem Druck ergibt, und zwar für Druckvariationen im Verhältnis 1 : 0,6, entsprechend einer Höhendifferenz von 4000 m. Im übrigen geben die Papierballons (Volumen ca 0,5 cbm) für ψ einen Verlauf, wie er durch die Fig. 3 dargestellt wird. Da die Form der Ballons wesentlich von der Kugel abweicht, ist ein genaueres

1) Vgl. jedoch Abschnitt 4 am Schluß.
2) Durch geeignete Auswahl der Versuchsdaten.

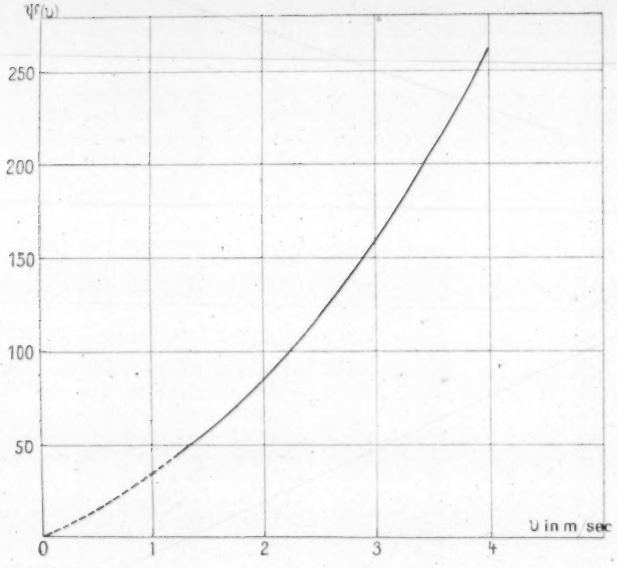


Fig. 1.

Eingehen auf diese Verhältnisse wohl kaum von Interesse.

4. Zum Schluß sei noch auf eine eigenartige Schwierigkeit hingewiesen, ohne daß hier eine Lösung gegeben werden könnte. Nehmen wir für die Reibungskraft die oben benutzte (Gleichung 4) Faktorenzerlegung in einen Material-, einen Form- und in einen Geschwindigkeitsfaktor an, die sich an dem (allerdings nicht besonders ausgedehnten) hier benutzten Versuchsmaterial als brauchbar erwiesen hat, so ist das erste Integral der Bewegungsgleichung wie wir sahen:

$$A = \pi(p) \cdot a(V) \cdot \psi(v).$$

Wenn v — d. h. die stationäre Steigegeschwindigkeit — konstant sein soll, so muß sein

$$\frac{A}{\pi(p) \cdot a(V)} = \text{const}$$

eine Beziehung, die also insbesondere für ein und denselben geschlossenen elastischen Prallballon für alle Höhen gelten muß, innerhalb derer die Steigegeschwindigkeit nach den Ergebnissen der Doppelvisierungen sich als konstant gezeigt hat. Vernachlässigen wir nun den elastischen Druck der Hülle, so bleibt A konstant mit steigender Höhe; es müßte also $\pi \cdot a$ konstant sein. Da wir nun nach den oben mitgeteilten Resultaten und wohl auch nach allgemeinen hydrodynamischen Überlegungen π pro-

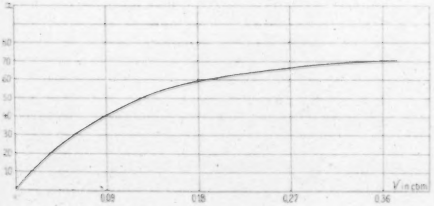


Fig. 2.

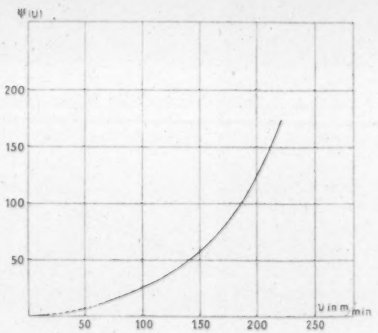


Fig. 3.

portional dem Druck anzunehmen haben, müßte a umgekehrt proportional dem Druck sein, oder es müßte, da V umgekehrt proportional dem Druck ist, a direkt proportional dem Volumen sein. Diese Forderung ist nun mit unserem Resultat (Fig. 2) nicht vereinbar und scheint auch rein hydrodynamisch nicht zu begründen zu sein. Rechnet man unter den eben genannten Voraussetzungen auf Grund der in Fig. 1 und 2 gegebenen Formen von ψ und a, so erhält man eine recht beträchtliche Zunahme der Steigegeschwindigkeit mit der Höhe. So würde z. B. ein Ballon, der am Boden ein Volumen von 0,1 cbm hat, die folgenden Steigerungen der Geschwindigkeit zeigen:

v am Boden		v in 5000 m	
1 m/sec =	60 m/min	1,3 m/sec =	80 m/min
3 m/sec =	180 m/min	3,5 m/sec =	210 m/min

Das ist aber eine Inkonstanz der Geschwindigkeit, die außerhalb der Fehlergrenzen sowohl der Messungen wie unserer a- und ψ-Kurven liegt.

Es ist nun schwer zu sagen, worin der Grund dieser Differenz zu suchen ist, wenn anders man nicht die Konstanz der Steigegeschwindigkeit in Zweifel ziehen will. Sollte der tatsächliche Sachverhalt — über den ich mir aus Mangel an experimentellen Unterlagen kein Urteil bilden möchte — der sein, daß bei den Gummipiloten die Steigegeschwindigkeit mit wachsender Höhe wirklich zunimmt und daß man lediglich im Sinne einer den praktischen aërologischen Bedürfnissen genügenden Genauigkeit Konstanz der Steigegeschwindigkeit ansetzt, so sind die folgenden Ausführungen natürlich zum größten Teil irrelevant. Die vorhergehenden Rechnungen würden davon jedoch nicht berührt, da man die Bewegung ebenso wie die des offenen Prallballons für die dort angestellten Überlegungen als quasistationär betrachten kann. Denn auch ganz allgemein, d. h. ohne die hier gegebenen quantitativen Überlegungen wird man schließen, daß die Reibungskraft proportional dem Druck abnimmt, daß sie eine komplizierte Funktion des Volumens ist (jedenfalls nicht proportional dem Volumen ist) und daß also eine — etwa durch die elastischen Eigenschaften der Hülle bedingte — komplizierte Beziehung zwischen Volumen und Innendruck bestehen müßte, damit eine Konstanz der Steigegeschwindigkeit gewährleistet wird. Wie man unmittelbar einsieht, enthält diese Beziehung nämlich außer Konstanten noch die Funktion $a(V)$, also ein den elastischen Eigenschaften der Hülle völlig fremdes Element; sind $P(V)$ der elastische Hüllendruck als Funktion des Volumens A_0 und a Konstante, so müßte sein

$$V \cdot P(V) = A_0 \cdot V - a \cdot a(V).$$

Eine derartige Beziehung aber ist physikalisch nicht zu begründen. Inwieweit allerdings die Verhältnisse quantitativ durch die Elastizität der Hülle zugunsten einer Konstanz der Steigegeschwindigkeit modifiziert werden, ist nur schwer zu übersehen. Zu überlegen ist aber noch andererseits, wie die Existenz eines elastischen Hüllendrucks die von uns berechnete Kurve für $a(V)$ beeinflussen wird. Wie aus dem Vorhergehenden ersichtlich ist, haben wir bei den Rechnungen stets die Gleichung

$$A = \sigma V - g$$

mit der Nebenannahme $\sigma = \text{const}$ (d. h. unabhängig von V, nicht natürlich von der Steighöhe!) benutzt. In Wirklichkeit wird aber σ ebenfalls eine Funktion des Volumens sein, es wird also der Maßstab der Abszissen in der $a(V)$-Kurve verzerrt werden. Ist im Höhenniveau o der Atmosphärendruck p_0, der Druck des Füllgases P_0, so ist σ nicht mehr gleich der Differenz der spezifischen Gewichte $s_0 - S_0$ von Luft und Füllgas, sondern es ist

$$\sigma = s_0 - S_0 \frac{P_0}{p_0} = (s_0 - S_0) + S_0 \left(1 - \frac{P_0}{p_0}\right).$$

Da nun aber S_0 sehr klein ist gegenüber $s_0 - S_0$, nämlich etwa $^1/_9$, so wird man annehmen können, daß die genannte Koordinatenverzerrung nur unbedeutend ist. Eine einfache Druckmessung könnte natürlich alle diese Fragen quantitativ entscheiden.

Mai 1916. Im Felde (Balkan).

(Eingegangen 9. Juli 1916.)

Bemerkungen zu der Arbeit von Th. Wereide: Die statistisch-mechanische Grundlage der allgemeinen Quantentheorie [1]).

Von Karl F. Herzfeld.

In der im Titel genannten Arbeit macht Th. Wereide den Versuch, die Plancksche Formel für die Resonatorenergie unter der Annahme einer Nullpunktsenergie von der Größe $\frac{h\nu}{2}$ abzuleiten [2]), ohne sonst an der klassischen Mechanik etwas zu ändern. Der für uns wichtige Gedankengang dieser Abhandlung ist (mit etwas andern Bezeichnungen) folgender.

1) Ann. d. Phys. **49**, 966, 1916; siehe auch diese Zeitschr. **17**, 104, 1916.

2) Die Rechnung für den speziellen Fall des Planckschen Resonators wird in der zweiten Arbeit: Th. Wereide, Ann. d. Phys. **49**, 983, 1916 ausgeführt.

Es sei ein System gegeben, das N gleiche, lose gekoppelte Freiheitsgrade besitzt, so daß die mittlere Energie des Gesamtsystems gleich der Summe der Einzelenergien ist. Sind dann q_n, p_n die generalisierten Koordinaten und Impulse, so ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der Phasenpunkt in der Ebene q_n, p_n im Flächenelement df_n liegt

$$P_n = A_n e^{-\frac{E_n}{kT}} df_n . \qquad (1)$$

Kühlt man nun den Körper so weit als möglich ab, so möge er eine bestimmte Energie U^0 behalten. Dann bleiben in diesem Zustand die Zustandsvariablen innerhalb von Gebieten df_n^0, deren Mittelpunkt der Energie $E_n^0 = \frac{U^0}{N}$ entspricht. (Im Planckschen Fall bekanntlich $E_n^0 = \frac{h\nu}{2}$, $df_n^0 = h$). Nun hat Herr Wereide in seiner Ableitung von (1) df überall gleich angenommen. Da nun die Nullpunktsenergie endliche Gebiete df_n^0 erzwingt, schließt er, daß auch alle df_n^r, die anderswo in der Phasenebene liegen, von der gleichen Größe sein müssen und so die Endlichkeit der Phasenelemente durch bloße Annahme der Nullpunktsenergie abgeleitet sei.

Nun ist aber die Nullpunktsenergie mit der klassischen Mechanik nicht verträglich, wie man bei Betrachtung des Zusammenwirkens von Oszillatoren und Gasmolekülen bei tiefen Temperaturen einsieht.

Der Ansatz (1) aber beruht auf dem Liouvilleschen Satz (in Verbindung mit der Quasiergodenhypothese) und dieser wieder wird mittels der Hamiltonschen Gleichungen abgeleitet, die im Gebiete df_0 nicht gelten.

Wir wollen die Verhältnisse näher betrachten.

Zur Darstellung bedienen wir uns einer stationären virtuellen Gesamtheit von Systemen der früher betrachteten Art im $2N$-dimensionalen Phasenraum. Die Gebiete, innerhalb deren Abweichungen von der klassischen Theorie stattfinden, bilden $2N$-Zylinder parallel den Koordinatenachsen mit der Gleichung $E_n(q_n, p_n) = E^0$ für die Mantelfläche. Der Liouvillesche Satz sagt nun aus:

Betrachten wir ein Volumelement $d\tau$ außerhalb der Zylinder, das die Phasenpunkte von dZ-Systemen enthält. Dann werden diese dZ-Phasenpunkte beim Fortschreiten auf ihrer Bahn stets ein gleich großes Volumen $d\tau$ erfüllen, solange keine Zylinderwand überschritten wird.

Es sind daher solche gleichgroße Elemente $d\tau$ gleichwahrscheinlich, die mit Vermeidung der oben genannten Zylinder ineinander übergehen, während über ihr Verhalten nach Durchschreiten der Zylinderwand sich gar nichts sagen läßt. Da man aber über den näheren Verlauf der Bahnen nichts weiß, so kann man darauf überhaupt keinen verwertbaren Wahrscheinlichkeitsansatz gründen. Machen wir aber die Annahme, daß wir zwar über das Verhalten von $d\tau$ innerhalb der Zylinder nichts wissen, daß aber $d\tau$ beim Verlassen der Zylinder dieselbe Größe wieder annimmt, die es vor dem Eintreten hatte und nehmen die Quasiergodenhypothese für den Außenraum an, dann sind alle gleichgroßen Volumelemente $d\tau$ im Außenraum gleichberechtigt und es gilt für den Außenraum (1) mit beliebig kleinem df. Die mittlere Energie wird

$$E = \frac{a E_0 e^{-\frac{E_0}{kT}} + \int_h^\infty E e^{-\frac{E}{kT}} dq\, dp}{a e^{-\frac{E_0}{kT}} + \int_h^\infty e^{-\frac{E}{kT}} dq\, dp} .$$

Über die Größe a läßt sich nichts aussagen.

(Eingegangen 12. August 1916.)

Über die Analyse schwingender Tropfen vermittelst Wirbelringen.

Von Viktor Kutter.

1. Entstehung von Wirbelringen aus fallenden Tropfen.

Läßt man aus geringer Höhe von einigen Millimetern bis zu mehreren Zentimetern Tropfen nicht allzu rasch in eine andere Flüssigkeit fallen, so verwandeln sie sich beim Auftreffen auf den Flüssigkeitsspiegel in Wirbelringe, welche je nach der Fallhöhe mehr oder weniger tief ins Flüssigkeitsinnere eindringen. Die Erscheinung ist bei Anwendung farbiger Flüssigkeiten besonders gut sichtbar, so z. B. wenn man eine Lösung von Kaliumpermanganat in eine solche von Ferrosalz träufeln läßt. Die entstandenen Wirbelringe verschwinden alsdann immer wieder, solange das Permanganat zur Oxydation des Ferrosalzes verbraucht wird. Wie wir später sehen werden, lassen sich auch bei farblosen Flüssigkeitstropfen die Wirbelringe auf ihrem Weg ins Innere der Indikatorflüssigkeit beobachten, und man sollte nun meinen, daß die Ringe um so tiefer eindringen, je größer die Fallhöhe der erzeugenden Tropfen war. Dies trifft jedoch keineswegs zu, vielmehr wechselt die Einfalltiefe der Tropfen periodisch mit wachsender Fallhöhe, d. h. die Einfalltiefe ist eine periodische Funktion der Fallzeit oder der Zeit allgemein, wie die Kurve der Fig. 1 zeigt. Hier sind die Fall-

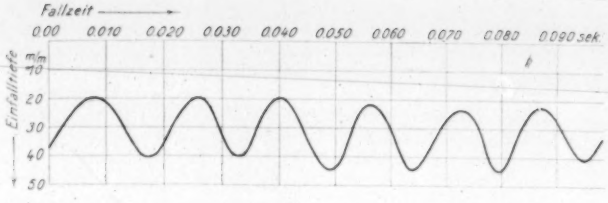


Fig. 1.

zeiten der Tropfen auf der Abszisse und die zugehörigen Einfalltiefen der Wirbelringe auf der Ordinate aufgetragen, und man erhält dann, wie ersichtlich, eine der Sinuslinie ähnliche Kurve, d. h. die graphische Darstellung einer Schwingungsbewegung.

2. Bestimmung der Oberflächenspannung durch Wirbelringe.

Bekanntlich führen frei fallende Tropfen ellipsoidische Schwingungen um die Gleichgewichtsform der Kugel aus, wobei die längste Achse abwechselnd in die horizontale und vertikale Lage kommt. Fällt nun solch ein Tropfen in eine Flüssigkeit, so wird beim Auftreffen auf den Flüssigkeitsspiegel zunächst die Berührungsstelle verschmelzen, so daß im nächstfolgenden Moment der Tropfen eine Ausbuchtung oder Deformation der Flüssigkeitsoberfläche bildet, die je nach der Schwingungsphase des auftreffenden Tropfens an Größe und Gestalt verschieden sein kann, wie Fig. 2 zeigt. Solche

Fig. 2.

Deformationen werden aber durch die Oberflächenspannung sofort wieder zum Verschwinden gebracht, und zwar mit einer Kraft, die mit der Größe der Deformation selber wächst; somit ist die Einfalltiefe der Wirbelringe ein Maß der vorhergehenden Oberflächendeformation oder der diese bedingenden Phase des schwingenden Tropfens. Die in Fig. 1 gegebene Kurve, die Beziehung zwischen Fallzeit und Einfalltiefe darstellend, ist daher zugleich eine Abbildung der Schwingungen des Tropfens selbst.

Somit liefern uns die Wirbelringe ein einfaches Hilfsmittel, um die Bewegungsvorgänge beim schwingenden Tropfen zu analysieren. Nehmen wir gleich einmal eine ganze Beobachtungsreihe vorweg, so erhalten wir zu jeder Fallhöhe des Tropfens die zugehörige Einfalltiefe des Wirbelringes, bis, bei zu großen Fallhöhen, die Tropfen beim Auftreffen zersprühen und keine Wirbelringe mehr bilden. Aus den Fallzeiten kann man dann leicht mit Hilfe der Maxima der Einfalltiefen die Schwingungsdauer berechnen und erhält alsdann die umstehende Tabelle I, in welcher h die Fallhöhe in Millimetern, E die Einfalltiefe ebenfalls in Millimetern, t die Fallzeit und T die Schwingungsdauer in Sekunden, und N die Anzahl der Perioden bedeutet.

Man ersieht hieraus, daß die allerersten Schwingungen noch unregelmäßig sind, und gleichzeitig, daß zur Berechnung der Schwingungsdauer nur die Fallhöhen zu den Maxima der Einfalltiefen zu bestimmen sind, während die zwischenliegenden Werte übergangen werden können. Solche Bestimmungen sind aber von besonderem Interesse, weil man aus der Schwingungsdauer die Oberflächenspannung berechnen kann, und sich hierauf die bekannte, von Lenard ausgearbeitete und auch zuerst angewandte Methode der „schwingenden Tropfen" gründet.

P. Lenard benutzt zum Aufsuchen der Knoten und Bäuche eine optische Reflexmethode, und hat den Vorteil, bezüglich der Fallhöhen an keine engen Grenzen gebunden zu sein; dieser schätzenswerte Vorteil geht unserer Methode verloren, dafür ist aber andererseits die Apparatur einfacher und bietet ein einfaches Hilfsmittel zu einer vollkommeneren Analyse der Tropfenschwingungen, von der wir später noch einen besonderen Gebrauch machen werden.

Zunächst wollen wir nun aber unsere Wirbelringmethode auf ihre Brauchbarkeit zur Bestimmung der Oberflächenspannung einer Prüfung unterziehen. Zu diesem Zweck wurde eine größere Anzahl Beobachtungen am Wasser vorgenommen, weil von diesem Körper die meisten Beobachtungen nach anderen Methoden vorliegen, die zum Vergleich dienen können, und weil andererseits erst aus einer größeren Anzahl von Beobachtungsresultaten sich der Genauigkeitsgrad der Methode ersehen läßt.

Um die Wirbelringe des reinen Wassers sichtbar zu machen, wurde eine stark verdünnte salzsaure Auflösung von Antimonchlorid ($SbCl_3$)

Tabelle I.

h	E	t	N	T	h	E	t	N	T
0,0000	38	0,0000			24,420	25	0,07060		
0,3368	20	0,00829	×		25,262	23	7175		
0,8420	32	0,01310			25,683	23	7235	×	0,01583
1,4317	40,3	1708	1	0,01708	26,104	23	7300		
1,6842	40	1852			26,946	25	7410		
2,5262	25	2260			27,758	28	7525		
3,3684	20	2620	×		28,630	35	7640		
4,2104	35	2930			29,472	42	7755		
5,0526	40	3310	2	0,01605	30,314	45	7865		
5,8946	30	3468			30,735	46	7923	5	
6,7362	25	3707			31,158	45	7970		
7,5788	24	3932			32,0000	43	8080		
8,0000	20	4040	×		32,842	40	8185		
8,4210	22	4143			33,684	34	8290		
9,2630	30	4310			34,526	30	8392		
10,1052	40	4540			35,368	28	8495		
10,9472	45	4745			36,210	24	8590		
11,1158	45	4760	3	0,01586	37,052	23	8690		
11,7894	45	4900			37,894	23	8790	×	
12,6314	35	5072			38,736	24	8890		
13,4736	26	5242			39,578	24	8985		
14,3158	23	5403			40,420	26	9078		
15,1578	22,5	5560			41,262	33	9170		
15,5788	22	5635	×		42,112	35	9270		
16,0000	22	5714			42,962	40	9360		
16,8420	25	5860			43,812	41	9460	6	0,01577
17,6840	35	6030			44,662	40	9545		
18,526	40	6142			45,512	36	9635		
19,368	45	6285							
19,785	45	6355	4	0,01587					
20,210	45	6420							
21,052	42	6555							
21,894	35	6680			48,062	25	9900		
22,736	30	6812							
23,578	27	6935							

als Indikatorflüssigkeit verwendet, in welche man die Wassertropfen einfallen ließ.

In dieser Flüssigkeit liefern die Wassertropfen, je nach der Konzentration des $SbCl_3$, milchig trübe bis weiße Wirbelringe, die eine sehr gute Beobachtung ermöglichen.

Die Berechnung der Oberflächenspannung α geschieht dann nach der Rayleighschen Formel:

$$T = \sqrt{\frac{3\pi}{n(n-1)(n+2)} \cdot \frac{p}{g \cdot \alpha}} \cdots\cdots$$

worin T die Schwingungsdauer, p das Tropfengewicht, g die Gravitationskonstante, α die Oberflächenspannung und n einen Parameter bedeutet, welcher für die ellipsoidischen Schwingungen kleiner Tropfen den Wert 2 annimmt; also erhält man, für $n = 2$, zur Bestimmung von α die nachfolgende einfache Gleichung:

$$\alpha = \frac{3\pi}{8} \times \frac{p}{g \times T^2} = 0{,}12 \times \frac{p}{T^2} \cdots\cdots$$

In der nächsten Tabelle II, sind nun die Daten aus zwölf Beobachtungsreihen zusammengestellt, wie sie unmittelbar erhalten wurden, und schließlich ist in der letzten Rubrik der Wert von α vermittels des Temperaturkoeffizienten — 0,00221 auf 18° reduziert.

Tabelle II.
(Oberflächenspannung des Wassers).

$t°$	p	T	α_t	α_{18}
14,9	0,012280	0,014060	7,453	7,402
15,6	11980	13948	415	376
15,0	12019	13933	440	391
16,5	12245	14080	420	395
17,0	12532	14280	375	359
19,5	19190	17810	381	357
18,8	14156	15220	335	348
14,1	12325	14040	505	440
14,9	12263	14070	441	390
14,8	12336	14140	415	363
17,2	12128	14070	355	342
17,5	15364	15830	365	357

Hieraus ergibt sich als Mittelwert der Oberflächenspannung des Wassers bei 18° der Wert

$$\alpha = 7{,}378 \text{ mg/mm}.$$

Auch die Messungen an Lösungen von Salzen, Säuren und Laugen lieferten mit anderweitigen Resultaten gute Übereinstimmungen, und werden zur Zeit weiter verfolgt, um die Beobachtungen sodann auf bisher noch nicht untersuchte Substanzen ausdehnen zu können.

Jedoch genügen schon die bisherigen Resultate, um die Brauchbarkeit der Wirbelringmethode in dieser Hinsicht darzutun, und wir geben daher eine kurze Schilderung der Apparatur, die das Studium der Wirbelringe ermöglicht.

Der Apparat besteht im wesentlichen aus einem Scheidetrichter von 200—300 ccm Inhalt, dessen lange Ausflußröhre unten mehrere Zentimeter lang zu einer Art Kapillare verengert ist, sich dann wieder erweitert und schließlich in die feine Spitze endigt, aus der die Tröpfchen austreten. Die nachstehende Figur 3 zeigt dieses untere Ende mit der verengten Stelle, in welche der Glasfaden „f" hineinreicht, durch dessen Verschiebung die Tropfgeschwindigkeit reguliert wird. Das Ausflußrohr A steckt dann mittels Korken

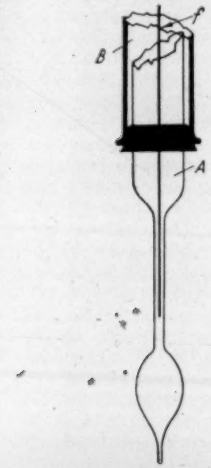


Fig. 3.

in einem weiteren mit Skala versehenen Rohr B, so daß man die Vertikalverschiebungen des gesamten Trichters, d. h. die Fallhöhen daran ablesen kann. Die Indikatorflüssigkeit, in welche die Tropfen fallen, befindet sich in einem graduierten Becherglas und wird vermittels eines Hebers auf konstantem Niveau gehalten. Nehmen wir noch ein Stativ, in dessen Klammer der Tropfapparat verschiebbar über dem Becherglas gehalten wird, und unsere Apparatur ist im wesentlichen fertig. Trotzdem sei aber erwähnt, daß die Einstellung auf den Nullpunkt der Fallhöhe, die auf den unteren Tropfenrand bezogen wird, schon einige Übung erfordert, da hier kleine Differenzen der Fallhöhe bereits beträchtlichen Periodenänderungen entsprechen, die leicht übersehen werden könnten.

Die Methode der Wirbelringe dürfte sich an erster Stelle zur Untersuchung gefärbter Flüssigkeiten eignen, wie Chamäleon-Jod- oder Blut-Lösungen, doch kann sie durch geeignete Wahl der Indikatorflüssigkeit auch auf eine große Anzahl anderer Lösungen ausgedehnt werden; so ist z. B. die salzsaure $Sb \cdot Cl_3$-Lösung ein bequemer Indikator für Wasser, für die Basen und für die Lösungen sehr vieler farbloser neutraler Salze. Eine alkalische Auflösung von Antimonsulfid eignet sich für Säuren und liefert schöne orangefarbene Wirbelringe, die bei größeren Konzentrationen eine bemerkenswert lange Lebensdauer haben. Zur Untersuchung von Ferrisalzen kann man Zinnchlorür verwenden, u. s. f., so daß also der persönlichen Wahl ein ziemlicher Spielraum bleibt, und die Erfahrungen der analytischen Chemie hier wertvolle Dienste leisten.

3. Analyse der Schwingung in zwei ungleiche Hälften.

Im ersten Teil ist die Anwendung der Wirbelringe zur Bestimmung der Oberflächenspannung gezeigt worden, und sofort übt nun die relative Genauigkeit und Gleichmäßigkeit der Resultate eine Rückwirkung dahin aus, daß sie ein begründetes Vertrauen in die Angaben der Wirbelringe in uns hervorrufen. Sehen wir daher zu, was sie uns weiter zeigen. Zu diesem Zwecke betrachten wir noch einmal die Tabelle I; dort sind unter N durch die Zahlen 1, 2, 3, usw. jeweils die vom Tropfen ausgeführten ganzen Schwingungen verzeichnet, während durch die dazwischen liegenden Zeichen „$\times$" jeweils die halben Schwingungen angegeben sind. Man erhält daher für die ganzen und halben Schwingungen die folgenden zwei Teiltabellen III u. IV.

Tabelle III. (Ganze Schwingungen).

h	N	t	T
0,0000	0	0,0000	
1,4317	1	0,01708	0,01708
5,0526	2	3310	1605
11,1158	3	4760	1586
19,785	4	0355	1587
30,735	5	7923	1583
43,812	6	9460	1577

Tabelle IV. (Halbe Schwingungen).

h	N	t	T
0,0000	0,0	0,0000	
0,3368	0,5	0,00829	0,01658
3,3684	1,5	0,02620	1744
8,0000	2,5	4040	1616
15,5788	3,5	5635	1610
25,6830	4,5	7235	1608
37,8940	5,5	8790	1598

Sieht man von den beiden ersten, noch unregelmäßigen Schwingungen ab, so erhält man aus Tabelle III für t den Wert:

$$T = \frac{0{,}01586 + 0{,}01587 + 0{,}01583 + 0{,}001577}{4} = 0{,}015833 \text{ sec},$$

aus Tabelle IV hingegen ergibt sich auf demselben Wege ein etwas größerer Wert, nämlich:

$$T = 0{,}01608 \text{ sec}.$$

Ähnliche Ergebnisse wurden bei allen untersuchten Tropfen gefunden, haben also ihre Ursache nicht in mangelhafter Beobachtung oder in der Unzulänglichkeit der Methode; vielmehr gestattet gerade diese, die Ursache hierfür auf einfachem Wege klarzulegen.

Zerlegt man nämlich die ganze Periode in je zwei Hälften, von denen die eine vom Maximum bis zum Minimum der Einfalltiefe reicht, die andere umgekehrt vom Minimum bis zum jeweiligen Maximum, indem man die diesen entsprechenden Werte von t in den Tabellen III und IV, voneinander subtrahiert, so erhält man:

a)	0,09460	0,07923	0,06355	0,04760
	−0,08790	−0,07235	−0,05635	−0,04040
	0,00670	0,00688	0,00720	0,00720
b)	0,08790	0,07235	0,05635	
	−0,07923	−0,06355	−0,04760	
	0,00867	0,00880	0,00875	

Dies bedeutet aber, daß die Gesamtschwingung sich aus zwei ungleichen Hälften zusammensetzt, und im vorliegenden Falle ist dann

$$T = 0{,}00700 + 0{,}00874 = 0{,}01574.$$

Insbesondere ist das Verhältnis der beiden Halbperioden nicht gleich Eins, sondern

$$D = \frac{0{,}00700}{0{,}00874} = 0{,}801.$$

Ganz analoge Resultate wurden bei allen untersuchten Tropfen vorgefunden, mit dem Merkmal, daß D bei jedem Tropfen einen etwas anderen Wert hatte.

Hieraus ergibt sich also, daß bei schwingenden Tropfen sich über der Hauptschwingung Oberschwingungen ausbilden, welche die Symmetrie der Hauptschwingung zerstören, während sie die Gesamtperiode unbeeinträchtigt lassen.

Zum Schluß sei auch noch bemerkt, daß die

Fig. 4.

Stellen der Maxima der Einfalltiefe meistens schärfer ausgesprochen sind als die Minimalwerte, was eine Schwingungsform der Fig. 4 wahrscheinlich macht.

4. Auflösung der Wirbelringe.

Bei unseren Versuchen bilden sich die Wirbelringe in der Indikatorflüssigkeit aus, der wir immer ein etwas größeres spez. Gewicht geben, als es die einfallenden Tropfen besitzen; sonst würden die Ringe auf den Boden sinken und eine genaue Messung unmöglich machen. So aber erreicht der Wirbelring eine tiefste Stelle und hebt sich dann langsam wieder, wobei er allmählich seiner Auflösung verfällt. Hierbei bilden sich nun höchst charakteristische pilz- und baumartige Figuren und Strömungsgebilde, die eine überraschende Ähnlichkeit mit den Kohäsions- und Diffusions-Figuren, sowie mit den Strömungsgebilden haben, die beim Auflösen eines Körpers in einem Lösungsmittel entstehen. Es liegt daher der Schluß nahe, daß diese letzteren ebenfalls aus Wirbelringen, und zwar kleinerer Art entstehen, und es erscheint danach nicht unmöglich, auf diesem Wege einen experimentellen Beweis für die Helmholtz-Kelvinsche Theorie der Wirbelatome zu erbringen.

Zum Schlusse sei es nun noch gestattet, ein einfaches, aber für den ersten Anblick merkwürdiges Experiment zu schildern, dem man den Namen des „Wirbelringregens“ geben könnte.

Bei unserer Tropfenanalyse war die Tropfenfolge eine ziemlich mäßige, das Intervall zwischen zwei aufeinanderfolgenden Tropfen lag durchschnittlich über einer Sekunde und betrug bis zu mehreren Sekunden. War nun unser Tropfapparat auf eine große Einfalltiefe der Wirbelringe, z. B. 80 mm, eingestellt und wurde bei dieser konstanten Fallhöhe jetzt die Tropfgeschwindigkeit, d. h. die Tropfenfolge langsam vergrößert, so verringert sich die Einfalltiefe mehr und mehr, ganz im Gegensatz zu dem, was man erwarten sollte, da ja mit größerer Tropfgeschwindigkeit das Tropfengewicht wächst. Die Sache wird aber noch interessanter, wenn die Zahl der pro Zeiteinheit auftreffenden Tropfen weiter wächst. Zunächst kommt man an einen Punkt, wo der Tropfen bei seinem Auftreffen auf den Spiegel der Indikatorflüssigkeit nicht sofort in diese hineinfällt, sondern erst einige Momente auf der Oberfläche liegen bleibt, um dann erst als Wirbelring langsam zu versinken. In einem folgenden Stadium hält sich der Tropfen noch länger als bisher auf der Oberfläche, so daß gleichzeitig ihrer immer mehrere vorhanden sind. Noch später ist ihre Zahl so groß geworden, daß sie sich gegenseitig beeinflussen, anziehen und abstoßen, und infolgedessen unregelmäßige Bewegungen ausführen, indem sie über den Flüssigkeitsspiegel wie über eine glän-

zende Metallfläche dahinrollen, bis sie an irgendeiner entfernten Stelle als Wirbelring langsam versinken. Dieses Spiel der flüssigen Kugeln ist äußerst zierlich und manchesmal kann man dabei beobachten, daß zwei derselben sich wie Doppelsterne im Kreise umeinander bewegen. Wird endlich die Ausflußgeschwindigkeit noch weiter erhöht, so daß ein feiner Tropfenstrahl entsteht, so bildet sich an der Auftreffstelle eine große Anzahl kleinerer Kugeln, welche von hier aus sternförmig nach allen Richtungen auseinanderschwirren, über die Flüssigkeitsoberfläche dahinrollen, und sich schließlich als ein förmlicher Regen von kleinen Wirbelringen in die Indikatorflüssigkeit ergießen.

Die Ursache für diese auffälligen Erscheinungen ist natürlich in den Tropfen selbst zu suchen, und zwar vor allem in den Strömungs- und Rotationsbewegungen, die sich bei der Tropfenentstehung ausbilden, und die bei rasch entstehenden Tropfen größer sein müssen, als bei anderen.

Dies ist auch die Ursache, weswegen wir an unserem Tropfapparat nach der verengten Stelle noch einmal eine Erweiterung anbringen; damit nämlich dort die Flüssigkeit nach dem Passieren der Kapillare sich von etwaigen Strömungen und Wirbelungen ausruhen kann, bevor sie zur langsamen Tropfenbildung Verwendung findet.

Die vorliegende Untersuchung entstand infolge einer Vorlesung, die Professor A. Schoenflies vor dem Kriege an der damals noch nicht eröffneten Universität Frankfurt a. M. über die Theorie des Kreisels hielt; die interessante Art und Weise, in der das Problem behandelt wurde, sowie auch die der Vorlesung folgende Beschäftigung mit dem die Materie erschöpfenden Werke von Klein und Sommerfeld veranlaßten mich zu Experimentaluntersuchungen auf diesem Gebiete, die schließlich zu einem besonderen Studium der Wirbelringe führten. Die Messungen selbst wurden im chemischen Laboratorium zu Wiesbaden ausgeführt, und ich freue mich, an dieser Stelle nochmals Herrn Geh. Regierungsrat H. Fresenius meinen besten Dank für seine Ratschläge und seine Freundlichkeit auszusprechen, womit er mir die nötigen Laboratoriumshülfsmittel, insbesondere einen erschütterungsfreien Raum, zur Verfügung stellte. Auch Herrn Geh. Regierungsrat Professor A. Schoenflies schulde ich noch besonderen Dank für das Interesse, daß er dem Fortgange der Untersuchung in reichem Maße entgegenbrachte.

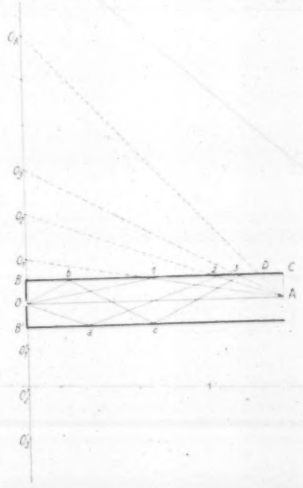
Wiesbaden, Chemisches Laboratorium. Ende Juni 1916.

(Eingegangen 16. August 1916.)

Lichterscheinungen in einer spiegelnden Röhre.

Von Anton Lampa.

Bringt man das Auge an eine Röhre mit innen spiegelnder Oberfläche (z. B. die Röhre eines Polarimeters für Zuckerlösungen) derart, daß die Pupille in der Achse der Röhre liegt, so sieht man die Oberfläche in verschieden helle, kreisförmig abgegrenzte Teile abgeteilt; ist die Röhre durch eine Platte mit einer zentrierten kreisförmigen Öffnung, deren Radius kleiner ist als der Radius der Röhre, abgeschlossen, so sieht man einige helle Ringe. Ich finde in der



Literatur keine Darlegung dieser allbekannten Erscheinung und so mag eine Notiz über dieselbe nicht unangebracht erscheinen.

Wir betrachten zunächst den Fall einer punktförmigen zentrierten Öffnung O in der Abschlußplatte der Röhre (Figur), deren Länge l, deren Radius r sei. Zur Pupille A gelangen erstens die direkten Strahlen OA, durch deren Vermittlung die Öffnung gesehen wird. Zweitens gelangen zu ihr Strahlen, welche eine Reflexion an der Röhrenwand erfahren haben, z. B. Strahl O_1A. Da OA Symmetrieachse ist, sieht man in der Entfernung C_1 einen Lichtring. Diese Entfernung ist, wie aus dem Reflexionsgesetz folgt, gleich der halben Röhrenlänge. Zweimal reflektierte Strahlen, wie Oa_2A geben drittens einen zweiten Lichtring in der Entfernung $C_2 = \frac{l}{4}$. Weiter geben dreimal reflek-

tierte Strahlen wie Obc_3A einen dritten Lichtring in der Entfernung $C_3 = \frac{l}{6}$ usw.

Am einfachsten ermittelt man die Lage dieser Lichtringe durch eine Konstruktion, wie sie in der Theorie des Winkelspiegels angewendet wird: man sucht die sukzessiven Spiegelbilder O_1, O_1', O_2, O_2', O_3, O_3', ... auf, indem man jedes Spiegelbild als Gegenstand für die nächste Spiegelung ansieht und zieht von diesen Spiegelbildern Strahlen zur Pupille A. Der Durchschnittspunkt jedes Strahls mit der Begrenzungslinie der Röhre gibt die Lage eines Lichtrings. Für die Entfernung des $k$ten Ringes $CD = x_k$ ergibt sich aus der Ähnlichkeit der Dreiecke ACD und O_kBD, da $CA = r$ und $BO_k = (2k-1)r$, die Proportion

$$x_k/r = (l - x_k)/(2k-1)r,$$

aus welcher $x_k = \frac{l}{2k}$ folgt. Man sieht natürlich nur eine begrenzte Zahl von Ringen, da ihre Lichtstärke mit der Ordnungszahl abnimmt. Ich verwendete eine innen polierte Messingröhre von $l = 274$ mm und $r = 16$ mm und konnte 4 Ringe wahrnehmen, wenn ich die Röhre gegen eine gleichmäßig helle Fläche (Himmel) richtete. Der Gesichtswinkel α_k, unter welchem der Radius des $k$ten Ringes gesehen wird, ist bestimmt durch $\operatorname{tg} \alpha_k = \frac{2kr}{l}$. Ist also $\frac{r}{l}$ klein, so verhalten sich die Radien der ersten Ringe nahe wie $1:2:3:\ldots$. Mit Papierstreifen von der Länge $\frac{l}{2}, \frac{l}{4}, \frac{l}{6}, \ldots$, die man anfeuchtet, um volle Anschmiegung an die Röhre zu erzielen, kann man sich, indem man sie in die Röhre einlegt, überzeugen, daß die Ringe in den berechneten Entfernungen liegen.

In ähnlicher Weise ergibt sich die Deutung der Erscheinung bei voller Öffnung der Röhre. Man sucht jetzt die Lage der Spiegelbilder der Endpunkte B und B' eines Durchmessers auf, welche offenbar die Begrenzung der einzelnen hellen Abteilungen der Röhre bestimmen. Das k-te Spiegelbild liegt jetzt in der Entfernung $(2k+1)r$ von O und für die Entfernung y_k der zugehörigen Begrenzungslinie vom anderen Röhrenende gilt die Proportion $y_k/r = (l - y_k)/2kr$, aus welcher $y_k = \frac{l}{2k+1}$ folgt. Die erste, hellste Abteilung endet somit bei ein Drittel der Röhrenlänge von C aus gemessen, die zweite bei ein Fünftel usw. Bei meiner Röhre sind 4 Abteilungen deutlich sichtbar, der Rest der Röhre erscheint bereits ohne Gliederung dunkel. Sieht man schon in dem zuerst besprochenen Fall die Lichtringe ungleich hell, so ist hier außer dem Unterschied der Helligkeit auch der Unterschied der Farbe der einzelnen Abteilungen sehr auffallend. Blickt man gegen eine gleichmäßig helle weiße Fläche (bedeckter Himmel), so ist die erste Abteilung hell silberglänzend, die zweite schon deutlich gelblich, die dritte zeigt die charakteristische Messingfarbe, die vierte ist schon ziemlich dunkel. Blickt man gegen eine helle gefärbte Fläche, die nicht homogenes Licht ausstrahlt, z. B. den reinen blauen Himmel, so zeigt nur die erste Abteilung die Farbe der Fläche mit Metallglanz, im vorliegenden Fall ist die erste Abteilung hell stahlblau, aber schon bei der zweiten ist die Beimischung von Blau kaum merklich. Der Versuch zeigt deutlich die Selektion des Lichtes durch wiederholte Reflexion am farbigen Metall.

Entfernt man die Röhre vom Auge, während die Pupille in der Röhrenachse bleibt, so wandern im ersten Fall die Lichtringe, im zweiten die Begrenzungslinien der hellen Abteilungen gegen das Auge. Ihre Lage ist auch hier nach der angegebenen Konstruktion zu ermitteln, deren Prinzip auch zur Ermittelung der Erscheinung bei Verwendung einer Lochblende oder eines zentralen kreisförmigen Schirmes vor der Röhrenöffnung dienlich ist.

(Eingegangen 10. August 1916.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über Kinetik von Elektronen und Ionen in Gasen.

Von J. Franck und G. Hertz.

(Schluß.)

Nach den Ergebnissen unserer Messungen der mittleren freien Weglänge war zu erwarten, daß an Stelle des totalen Energieverlustes eine Richtungsänderung beim Zusammenstoß anzunehmen ist, also eine Reflexion der Elektronen an den Gasmolekülen. Da ferner die Abweichung von der Townsendschen Theorie bei den Edelgasen und Metalldämpfen (Gasen ohne Elektronenaffinität) am größten ist, während die Erscheinungen in Gasen mit Elektronenaffinität durch die Theorie sehr viel besser wiedergegeben

werden, so war weiter zu vermuten, daß die Reflexion der Elektronen mit einem Energieverlust verbunden ist, welcher in Gasen ohne Elektronenaffinität sehr gering und in anderen Gasen um so größer ist, je größer die Elektronenaffinität des Gases ist. Diese Vermutung ist nun durch die im folgenden dargestellten Versuche durchaus bestätigt worden. Es hat sich gezeigt, daß Elektronen, deren Energie nicht zur Ionisierung eines Moleküls durch Stoß ausreicht, an den Molekülen von Edelgasen und Metalldämpfen ohne Energieverlust und an den Molekülen anderer Gase mit einem mit der Elektronenaffinität steigenden Energieverlust reflektiert werden, welcher bei Gasen mit sehr großer Elektronenaffinität (Chlor, Brom, Jod) so groß werden kann, daß völlig unelastische Zusammenstöße auftreten.

Der Nachweis, daß die Elektronen überhaupt von Gasmolekülen reflektiert werden, konnte erbracht werden, indem wir die Erfahrungen benutzten, die v. Baeyer über Reflexion langsamer Elektronen an Metallblechen gemacht hat. Wir mußten nur statt der von ihm benutzten Metallreflektoren das Gasvolumen selbst als Reflektor benutzen. Die Anordnung wird durch die Fig. 7 dargestellt.

Als Elektronenquelle diente wiederum ein glühender Platindraht D. Die von diesem ausgesandten Elektronen wurden durch ein zwischen dem Glühdraht und dem feinmaschigen Platindrahtnetz N_1 erzeugtes elektrisches Feld beschleunigt und traten durch das Drahtnetz in den Raum S ein, welcher allseitig durch feinmaschiges Messingdrahtnetz abgeschlossen war. Dieses Netz und das Netz N_1 waren leitend miteinander verbunden. Zur Messung der Zahl und Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Drahtnetz N_1 austretenden Elektronen wurde die in einem Schliff um die Achse A drehbare Messingplatte P in die in der Figur gezeichnete Stellung gebracht. Es konnte dann mit Hilfe eines Galvanometers die Zahl der auf die Platte P kommenden Elektronen als Funktion eines zwischen P und N_1 angelegten verzögernden Feldes bestimmt werden.

Zur Untersuchung der reflektierten Elektronen diente der durch das Platindrahtnetz N_2 und die ringförmige Auffangeplatte R gebildete Kondensator. R wurde mit dem Galvanometer und N_2 mit dem Schutzkäfig verbunden. Die Platte P wurde dann zur Seite gedreht und auf das Potential der Drahtnetze gebracht, so daß der Raum S vollkommen feldfrei war. Das Messingrohr M, das 2 mm über die Ebene der Drahtnetze hinausragte und mit ihnen leitend verbunden war, schloß den Raum, in dem sich der Glühdraht befand, seitwärts vollkommen gegen den Meßkondensator ab, so daß keine Ionen oder Elektronen durch seitliche Diffusion auf die Platte R gelangen konnten. Die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Raume S auf die Platte R gelangenden Elektronen wurde aufgenommen, indem mit dem Galvanometer die Zahl der in der Zeiteinheit ankommenden Elektronen als Funktion eines zwischen N_2 und R angelegten verzögernden Feldes bestimmt wurde.

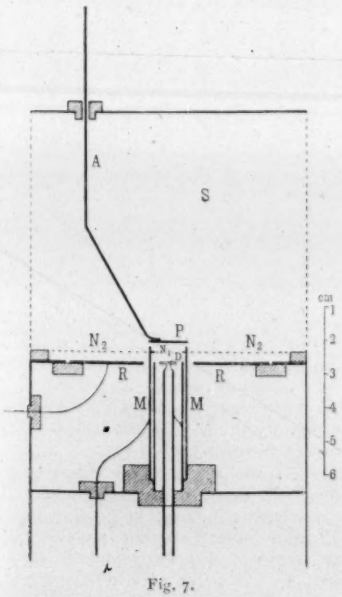


Fig. 7.

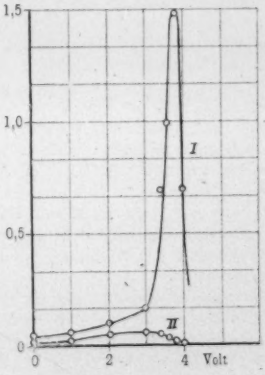


Fig. 8.

Kurve I der Fig. 8 zeigt die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Drahtnetz N_1 austretenden Elektronen in Helium von 0,083 mm Druck bei einer beschleunigenden Spannung von 4 Volt.

Wenn auch dieses Verfahren der Geschwindigkeitsmessung nur ein angenähertes ist, da alle Strahlen, die nicht senkrecht durch das Drahtnetz hindurchtreten, auf diese Weise als langsamere Strahlen in die Messung eingehen als sie wirklich sind, so können wir doch mit Sicherheit aus der Kurve entnehmen, daß ein sehr großer Prozentsatz der Strahlen die der angelegten Spannung entsprechende Geschwindigkeit besitzt.

Die Kurve II gibt die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz N_2 auf die Ringplatte R gelangenden Elektronen. Ein Vergleich der Kurven I und II erweckt den Anschein, als ob die reflektierten Elektronen mehr langsame Strahlen enthielten als die primären, jedoch ist zu bedenken, daß nach der Reflexion ein größerer Teil der Strahlen unter spitzen Winkeln durch das Drahtnetz hindurchtritt als bei den Primärstrahlen, so daß die Kurvenform stark verzerrt wird.

Das Verhältnis der Zahl der insgesamt auf die Ringplatte gelangenden Elektronen zu der Zahl der primär durch das Drahtnetz austretenden stimmt in guter Annäherung mit dem Wert überein, welcher nach der kinetischen Gastheorie zu erwarten ist, so daß schon aus diesen Versuchen mit großer Wahrscheinlichkeit zu schließen ist, daß alle Elektronen an den Heliumatomen reflektiert werden. Ob mit der Reflexion ein Energieverlust verbunden ist oder nicht, läßt sich nicht mit Sicherheit entscheiden, es läßt sich jedoch aus den Energieverteilungskurven als obere Grenze für einen etwa vorhandenen Energieverlust der Betrag von 1 Volt ableiten.

Die Ergebnisse unserer Messungen an Wasserstoff, von welchen Fig. 9 ein Beispiel gibt, ist, daß auch an Wasserstoffmolekülen die Elektronen reflektiert werden. Im Gegensatz zu dem Befunde bei Helium ist jedoch hier das Auftreten eines Energieverlustes festzustellen, wenn es auch noch nicht möglich ist, die Größe dieses Energieverlustes mit einiger Genauigkeit aus den Messungen zu entnehmen. In noch weit höherem Maße ist dies beim Sauerstoff der Fall, wo es uns indessen nur gelungen ist, qualitativ eine schwache Reflexion und offenbar großen Energieverlust festzustellen.

Die Messungen haben also ergeben, daß entsprechend unserer Vermutung die Elektronen an Gasmolekülen reflektiert werden, und zwar mit einem Energieverlust, welcher bei Edelgasen sehr klein oder Null und in anderen Gasen um

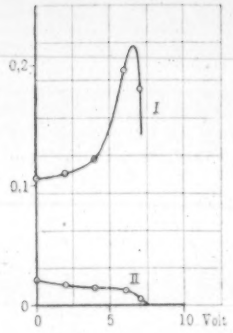


Fig. 9.

so größer ist, je größer die Elektronenaffinität des Gases ist, wenn auch die genaue Feststellung der Größe des Energieverlustes, welche als objektives Maß für die Elektronenaffinität gelten könnte, noch nicht gelungen ist.

Die Grundlagen der Townsendschen Theorie sind durch diese Versuche als falsch erwiesen worden. Nach der Townsendschen Theorie sollten alle Zusammenstöße zwischen einem Elektron und einem Gasmolekül mit vollständigem Energieverlust verbunden sein, so daß ein Elektron die zur Ionisierung eines Gasmoleküls nötige Energie stets auf einem einzigen freien Wege erwerben müßte. Werden nun aber die Elektronen an den Gasmolekülen reflektiert, ohne dabei ihre Energie ganz zu verlieren, so kann ein Elektron die zur Ionisierung nötige Energie auf einer Anzahl von freien Wegen ansammeln. Verlaufen insbesondere in Gasen ohne Elektronenaffinität die Zusammenstöße ganz ohne Energieverlust, so kann in einem solchen Gase ein Elektron die Ionisierungsenergie auf einer beliebig großen Anzahl von freien Wegen ansammeln, da dann die Energie des Elektrons nur noch von der durchlaufenen Spannung abhängt. Hierdurch wird nun auch das anomale Verhalten der Edelgase, insbesondere ihre geringe Durchschlagsfestigkeit und deren Unabhängigkeit vom Druck ohne weiteres verständlich. In reinen Edelgasen muß nämlich, unabhängig vom Druck, stets dann Stoßionisation eintreten, wenn die Elektrodenspannung die Ionisierungsspannung übersteigt.

Die Folgerung, daß die Elektronen ihre Energie auf einer ganzen Reihe von freien Wegen erwerben können und daß in Edelgasen die Energie eines Elektrons unabhängig vom Druck nur von der durchlaufenen Spannung abhängt, ist nun durch weitere Versuche geprüft

und bestätigt worden[1]). Der hierbei benutzte Apparat ist in Fig. 10 dargestellt. Die Platte *a*, welche im Zentrum einen als Elektronenquelle dienenden Glühdraht trägt, läßt sich parallel zu

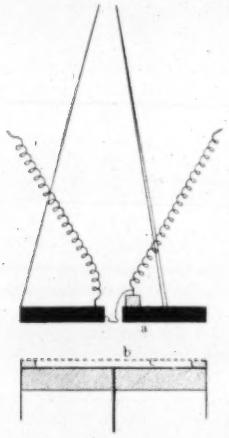


Fig. 10.

sich selbst verschieben. Ihr gegenüber ist ein aus dem Drahtnetz *b* und der mit Schutzring versehenen zum Galvanometer abgeleiteten Platte *c* bestehender Kondensator angebracht. Der Abstand *b*—*c* beträgt 2 mm. Die Platten *a* und *c* sind mit Platinfolie belegt und das Netz aus Platindraht gewirkt, so daß störende Doppelschichten vermieden wurden.

Zwischen der Platte *a* und dem Drahtnetz *b* wurden Spannungen angelegt, welche die vom Glühdraht kommenden Elektronen beschleunigten. Die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz in den unteren Kondensator eintretenden Elektronen konnte dann wie früher gemessen werden, indem die Zahl der das Galvanometer erreichenden Elektronen als Funktion eines zwischen *b* und *c* geschalteten verzögernden Feldes bestimmt wurde. In der Aufnahme solcher Kurven bei verschiedenen Drucken, Abständen, beschleunigenden Spannungen bestehen die ausgeführten Messungen.

Die freien Weglängen der Elektronen in den drei hier untersuchten Gasen: Helium, Wasserstoff und Sauerstoff sind bekannt, da sie von Lenard und von uns direkt gemessen wurden. Es läßt sich daher für jeden Fall ausrechnen, welche Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz tretenden Elektronen man erwarten sollte. Nach Townsend müßten die Elektronen Geschwindigkeiten haben, die der Potentialdifferenz, die auf einer freien Weglänge durchlaufen wird, entsprechen, während nach unserer Vorstellung im Helium Geschwindigkeiten auftreten müssen, die angenähert unabhängig vom Druck sind, geradeso als ob die Elektronen die ganze Potentialdifferenz zwischen den Elektroden frei durchfallen hätten. Dies gilt natürlich nur, so lange die angelegte Spannung kleiner als die Ionisierungsspannung ist, da ein ionisierender Zusammenstoß zweifellos unelastisch sein muß. Im Wasserstoff, wo unsere Reflexionsversuche für einen merklichen Energieverlust beim Zusammenstoß sprechen, sollte die scheinbar frei durchlaufene Spannung schon vom Druck abhängig und kleiner als die Elektrodenspannung sein, und im Sauerstoff, der schon stark elektronegativen Charakter hat, wird dieser Einfluß noch viel stärker hervortreten.

Um von der Verzerrung der Energieverteilungskurven frei zu sein, welche die Folge von im Meßkondensator stattfindenden Zusammenstößen ist, untersuchten wir, wie die Kurven sich ändern, wenn bei gegebenem Druck und gegebener Potentialdifferenz der Weg, den die Elektronen vom Glühdraht zum Drahtnetz zurückzulegen haben, um ein Vielfaches der mittleren freien Weglänge vergrößert wurde.

Fig. 11 gibt die Energieverteilung in Helium von 1,3 mm Druck bei einer beschleunigenden Spannung von 18 Volt. Der Abstand des Glüh-

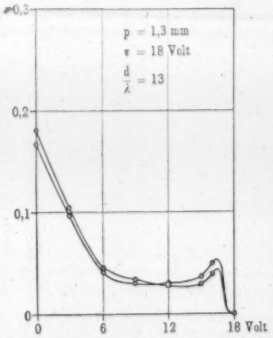


Fig. 11.

drahtes von der Platte betrug bei der einen Kurve 4 mm, bei der anderen 14 mm, so daß der Abstand bei der zweiten Kurve um das Dreizehnfache der mittleren freien Weglänge größer war. Trotzdem ergibt sich keine nennenswerte Änderung der Kurvenform. Ob der kleine

[1]) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 613, 1913.

vorhandene Unterschied auf einen kleinen Energieverlust schließen läßt, ist ungewiß. Wir möchten ihn eher auf den Einfluß geringer Verunreinigungen zurückführen. Jedenfalls sind die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Heliumatomen nahezu oder völlig elastisch. Dieses Gesetz kann natürlich nur gelten, solange die Energie der Elektronen kleiner ist als die Ionisierungsenergie, denn sobald diese erreicht ist, wird die Energie zur Ionisierung verbraucht und der Zusammenstoß wird völlig unelastisch. Auch dies ließ sich mit der benutzten Versuchsanordnung zeigen.

Fig. 12 gibt die Resultate einer Messung, bei der $V = 25$ Volt war, also 5 Volt größer als die Ionisierungsspannung. Man mußte er-

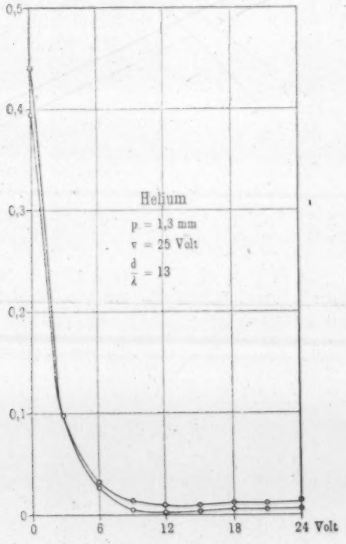


Fig. 12.

warten, daß die Elektronen, sobald sie 20 Volt durchlaufen haben, ionisieren und damit ihre Energie verlieren. Auf dem Wege zum Drahtnetz können sowohl diese Elektronen wie die sekundär durch Ionisation erzeugten noch 5 Volt durchlaufen, und in der Tat zeigen die Kurven, daß oberhalb von 5 bis 6 Volt keine Elektronen mehr vorhanden sind. Der langsame Anstieg der Kurven bei höheren Potentialen erklärt sich dadurch, daß bei den großen Gegenfeldern die erzeugten positiven Ionen zum Teil in den Meßkondensator hineingezogen wurden.

Die in Wasserstoff ausgeführten Messungen

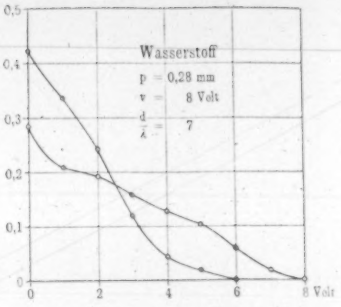


Fig. 13.

(Fig. 13) bestätigen durchaus die Erfahrungen der früheren Arbeit, daß die Elektronen bei der Reflexion an Wasserstoffmolekülen einen nicht sehr großen, aber deutlich nachweisbaren Energieverlust erleiden. Z. B. ergibt die Vergrößerung des Abstandes um das Achtfache der mittleren freien Weglänge eine Änderung der Maximalenergie um etwa 2 Volt. Leider kann man aus diesen Kurven noch immer nicht den Energieverlust für einen Zusammenstoß zahlenmäßig entnehmen. Da die ganz langsamen Elektronen beim Zusammenstoß zu Ionen umgebildet werden, gibt auch der Schwerpunkt der Kurven kein genaues Maß für den Energieverlust. Es zeigt sich jedoch, daß der Wasserstoff, der keine große Elektronenaffinität besitzt, auch keinen großen Energieverlust beim Zusammenstoß zwischen Elektron und Wasserstoffmolekül ergibt.

Bei Messungen in Sauerstoff (Fig. 14) kann man den Druck und die angelegte Spannung

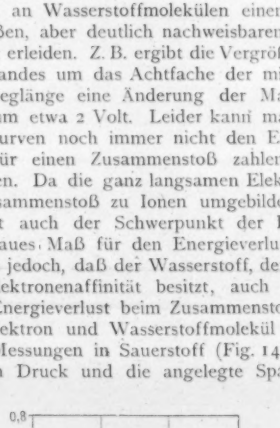


Fig. 14.

nicht mehr wesentlich variieren, da bei hohen Drucken nicht mehr zu galvanometrischen Messungen ausreichende Mengen von Elektronen

das Drahtnetz erreichen können. Sie werden zum großen Teil zu negativen Ionen umgebildet und gehen dadurch für die Messung verloren. Die Ionisierungsspannung, über die hinauszugehen keinen Zweck hat, da man sonst durch Ionisation einen zu großen Energieverlust vorgetäuscht bekommt, beträgt 9 Volt. Fig. 14 zeigt Kurven, bei denen $\frac{d}{\lambda} = 8$ ist, die also mit den entsprechenden Kurven von Fig. 13 von Wasserstoff und Fig. 11 von Helium vergleichbar sind. Es zeigt sich deutlich, daß der Energieverlust in Sauerstoff wesentlich größer ist als in Wasserstoff.

Wir wollen uns nun überlegen, wie nach diesen Erfahrungen eine Stromspannungskurve in reinen Edelgasen aussehen muß. Wir haben gesehen, daß, sobald die Elektrodenspannung die Ionisierungsspannung übersteigt, Elektronen, die von der einen Elektrode kommen, das erste Mal ionisieren können. Wir werden also beim Potential o einen gewissen Strom erhalten, der bald der Sättigung zustrebt, ein jäher Anstieg muß erfolgen, sobald die angelegte Spannung die Ionisationsspannung übertrifft. Ist die angelegte Spannung doppelt so groß wie die Ionisierungsspannung, so müssen wir einen weiteren Anstieg erwarten, da die Elektronen das zweite Mal zur Ionisation gelangen; ist sie dreimal so groß, dann kommt der dritte Anstieg usf. Es muß also in ganz reinen Gasen eine Treppenkurve (mit einem Stufenabstand, der der Ionisierungsspannung entspricht) ergeben. Geringe Verunreinigungen, wie sie sich in praxi nicht vermeiden lassen, bedingen eine Verwischung der Stufen und außerdem ein späteres Einsetzen der Stoßionisationen, da dann in die Serie der völlig elastischen Stöße mehr oder minder unelastische eingeschaltet werden. Berücksichtigt man dies, so werden die in Helium und Neon erhaltenen Resultate, welche durch die Kurven in Fig. 15 wiedergegeben werden, durchaus als eine Bestätigung der theoretischen Erwartung angesehen werden können[1]). Man sieht hier im Helium deutliche Knicke in der Kurve im Abstand der Ionisierungsspannung, d. h. von 20 Volt, und auch im Neon, das etwas schwerer rein zu erhalten ist, sind diese Knicke im Abstand von je 16 Volt noch deutlich sichtbar. Daß die Knicke reell sind, geht auch aus der Regelmäßigkeit hervor, mit der sie unter verschiedenen Bedingungen immer wieder auftreten.

Auf die Tatsache, daß in Gasen ohne Elektronenaffinität die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen ohne meßbaren

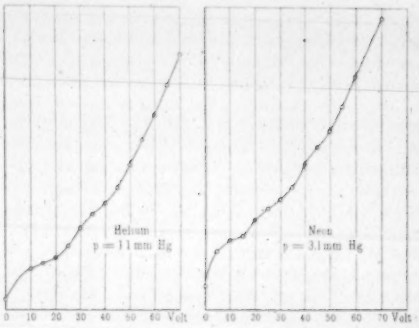


Fig. 15.

Energieverlust verlaufen, solange die von den Elektronen durchlaufene Spannung kleiner ist als die Ionisierungsspannung, während vollständig unelastische Stöße auftreten, sobald die Ionisierungsspannung überschritten ist, haben wir ein neues Verfahren zur Messung der Ionisierungsspannung aufgebaut, welches dem früher benutzten an Genauigkeit überlegen und außerdem auch auf Metalldämpfe anwendbar ist, bei welchen das alte Verfahren wegen der bei der Erwärmung auftretenden Störungen versagte[1]). Der hierzu benutzte Apparat ist in Fig. 16 dar-

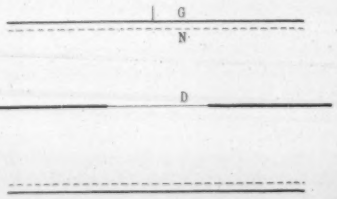


Fig. 16.

gestellt. D ist ein Platindraht, dessen mittleres Stück dünner ist und durch einen elektrischen Strom zum Glühen gebracht werden kann. N ist ein feines Platindrahtnetz, welches den Draht D im Abstand von 4 cm zylindrisch umgibt, und G eine zylindrische Platinfolie, welche von N einen Abstand von 1 bis 2 mm hatte. G war durch ein Galvanometer mit der Erde verbunden.

Die Messungen wurden zunächst an Quecksilberdampf von etwa 1 mm Druck angestellt, und zwar wurde so verfahren, daß bei konstanter verzögernder Spannung zwischen N und

1) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **15**, 929. 1913 oder diese Zeitschr. **14**, 1115. 1913.

1) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 457. 1914.

G der am Galvanometer gemessene Strom in seiner Abhängigkeit von der zwischen D und N angelegten beschleunigenden Spannung gemessen wurde. Es ist folgender Verlauf zu erwarten: Solange die beschleunigende Spannung kleiner ist als die verzögernde, ist der Strom Null. Dann wird er ansteigen, bis die beschleunigende Spannung gleich der Ionisierungsspannung geworden ist. In diesem Augenblick werden die Elektronen in der Nähe des Drahtnetzes unelastische Stöße erleiden und dabei ionisieren. Da sie selbst und die bei der Ionisation befreiten Elektronen bis zum Durchtritt durch das Drahtnetz nur noch eine sehr geringe Spannung durchlaufen, so treten sie ohne merkliche Geschwindigkeit durch das Drahtnetz hindurch und sind nicht imstande, gegen das verzögernde Feld anzulaufen. Der Galvanometerstrom wird daher auf Null abfallen, sobald die beschleunigende Spannung größer geworden ist, als die Ionisierungsspannung. Steigert man die beschleunigende Spannung weiter, so rückt die Stelle, an der die Elektronen unelastische Stöße erleiden, vom Drahtnetz nach innen. Die nach dem unelastischen Zusammenstoß vorhandenen Elektronen durchlaufen also auf dem Wege zum Drahtnetz eine Spannung, welche gleich der Differenz der beschleunigenden Spannung und der Ionisierungsspannung ist. Sobald diese Differenz größer geworden ist, als die konstante verzögernde Spannung zwischen N und G, können wieder Elektronen gegen das verzögernde Feld anlaufen und der Galvanometerstrom steigt wieder an. Da die Zahl der Elektronen durch die Ionisation vergrößert ist, steigt er noch höher an als das erste Mal. Sobald jedoch die beschleunigende Spannung gleich der doppelten Ionisierungsspannung geworden ist, erleiden die Elektronen in der Nähe des Drahtnetzes zum zweitenmal unelastische Zusammenstöße. Da sie hierbei ihre Energie ganz verlieren, die neugebildeten Elektronen ebenfalls keine merkliche Geschwindigkeit besitzen, so können keine Elektronen mehr gegen das verzögernde Feld anlaufen. Sobald daher die beschleunigende Spannung größer wird als das Doppelte der Ionisierungsspannung, sinkt der Galvanometerstrom wieder auf Null. Da sich dieselbe Erscheinung jedesmal wiederholt, wenn die beschleunigende Spannung gleich einem ganzen Vielfachen der Ionisierungsspannung wird, so haben wir eine Kurve zu erwarten, die Maxima von wachsender Größe besitzt, deren Abstand stets gleich der Ionisierungsspannung ist. Die Gestalt der Kurven wird in Wirklichkeit noch dadurch beeinflußt, daß zwischen den Enden des als Elektronenquelle dienenden Glühdrahtes eine Spannung von 1,3 Volt bestand, sowie dadurch, daß namentlich bei starken, für die Elektronen verzögernden Feldern positive Ionen in den Raum zwischen N und G hineingelangen. Der erste dieser beiden Einflüsse wird bewirken, daß der Abfall nach dem Überschreiten eines ganzen Vielfachen der Ionisierungsspannung nicht ganz plötzlich erfolgt, sondern sich über eine Strecke von etwa 1,3 Volt erstreckt. Der zweite, daß namentlich bei größeren verzögernden Spannungen die Maxima langsamer anwachsen, als sie eigentlich müßten. Die in den Kurven der Fig. 17 bis 19 da gestellten Ergebnisse unserer Messungen zeigen, daß unsere Erwartungen sich durchaus bestätigt haben. Die Maxima sind außerordentlich scharf ausgeprägt und geben daher die Möglichkeit einer sehr genauen Messung der Ionisierungsspannung. Die Werte für den Abstand zweier benachbarter Maxima liegen sämtlich zwischen 4,8 und 5,0 Volt, so daß wir

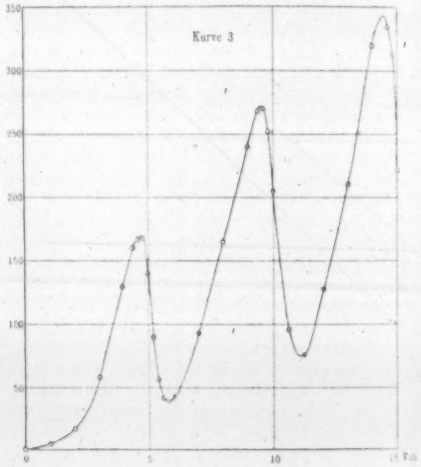


Fig. 17.

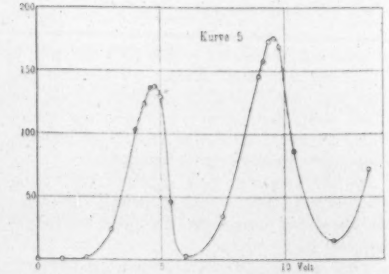


Fig. 18.

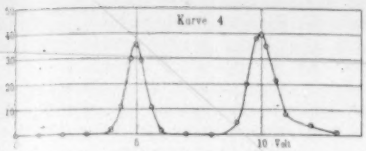


Fig. 19.

4,9 Volt als den richtigen Wert für die Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes ansehen können.

Um an einem Beispiel die neue Methode zur Messung der Ionisierungsspannung mit der alten zu vergleichen, haben wir auch in Helium Messungen angestellt. Hier liegen die Verhältnisse jedoch bei weitem nicht so günstig wie bei dem Quecksilberdampf, denn dieser hat eine niedrigere Ionisierungsspannung als alle als Verunreinigung in Frage kommenden Gase, während Helium im Gegensatz dazu die größte Ionisierungsspannung (20,5 Volt) hat. Hier werden daher alle Beimengungen bei kleineren Geschwindigkeiten der stoßenden Elektronen ionisiert, also völlig unelastische Stöße bedingen und daher eine Verwischung der Maxima hervorrufen. Trotzdem läßt sich aus solchen, in Helium gemessenen Kurven die Ionisierungsspannung immer noch mit beträchtlicher Genauigkeit entnehmen. Fig. 20 zeigt eine in Helium gemessene Kurve, welche für die Ionisierungsspannung den Wert von 21 Volt ergibt, in

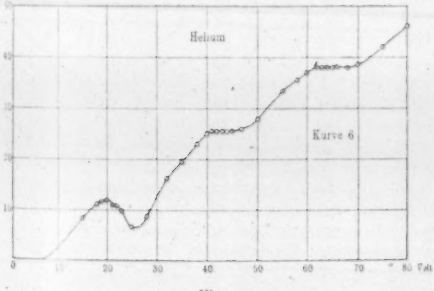


Fig. 20.

guter Übereinstimmung mit unseren früheren Messungen, als deren Ergebnis wir 20,5 Volt angegeben haben.

Da der nach der neuen Methode gemessene Wert der Ionisierungsspannung des Quecksilberdampfes als der am weitaus genauesten bekannte Wert einer Ionisierungsspannung angesehen werden kann, so ist er besonders geeignet zur Prüfung der theoretischen Betrachtungen, welche an den Begriff der Ionisierungsspannung angeknüpft worden sind, um so mehr, als wir durch die Woodschen Versuche über die Resonanzstrahlung wissen, daß in jedem Quecksilberatom ein schwingungsfähiges Elektron der Frequenz der Quecksilberdampfresonanzstrahlung ($\lambda = 253{,}6\,\mu\mu$) vorhanden ist. Wir kennen also hier sowohl die Ionisierungsspannung als auch die Frequenz des im Atom befindlichen Elektrons mit großer Genauigkeit und können daher feststellen, ob, wie zuerst von Stark ausgesprochen, tatsächlich die Ionisierungsarbeit, der kleinste auf das schwingungsfähige Elektron zu übertragene Energiebetrag, gleich dem von der Quantentheorie geforderten Wert $h\nu$ ist.

Setzen wir die Frequenz als bekannt voraus, so können wir rückwärts berechnen, welche Ionisierungsspannung man erwarten sollte, wenn man als Wert für das Elementarquantum den von Millikan bestimmten einsetzt und für h Werte zwischen den Grenzen annimmt, die nach den neuen Untersuchungen von Warburg noch zulässig sind. Es ergibt sich, daß in Übereinstimmung mit der Quantentheorie alle Werte zwischen 4,86 und 4,94 Volt sind. Unser Wert 4,9 Volt fällt also mitten hinein. Bei dieser guten Übereinstimmung lag es nun nahe anzunehmen, daß es sich hier wirklich um die Übertragung eines Energiequants an das Elektron handelt, das die Quecksilberresonanzlinie emittiert und absorbiert. Ist diese Auffassung richtig, dann muß es als wahrscheinlich gelten, daß man beim Zusammenstoß von 4,9 Volt-Strahlen mit Quecksilberatomen auch die Emission dieser Linie beobachten könnte. In der Tat ließ sich die Emision der Linie $\lambda = 253{,}6\,\mu\mu$ deutlich nachweisen. Bei Ausführung der Versuche[1]) konnten wir von der Erfahrung Gebrauch machen, daß im dichten Quecksilberdampf die Elektronen überhaupt keine größere Geschwindigkeit erreichen als 4,9 Volt, so lange die auf eine freie Weglänge kommende Potentialdifferenz klein ist gegen 4,9 Volt. Die Anordnung bestand darin, daß ein als Elektronenquelle dienender Glühdraht, dem eine andere Elektrode gegenüberstand, in ein mit Quecksilberdampf gefülltes Quarzrohr eingeschlossen wurde. Jede angelegte Spannung, die größer als 4,9 Volt ist, mußte dann das Auftreten der Lichtemission ergeben. Wir photographierten die Emission mit einem Quarzspektrographen. Die Spannung wurde zwischen den Grenzen 2 Volt und 20 Volt variiert. Jede Exposition, bei der die Spannung oberhalb 5 Volt war, ließ die Emission der Einzellinie $\lambda = 253{,}6\,\mu\mu$ deutlich erkennen.

1) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. **16**, 512, 1914.

Fig. 21 zeigt übereinandergedruckt zwei Spektren. Das obere zeigt ein gewöhnliches Quecksilberspektrum, das untere die durch die Elektronenstöße angeregte Emission der Linie 253,6 $\mu\mu$. Das ferner auf den Platten vorhandene kontinuierliche Spektrum im sichtbaren Gebiete ist auf die Lichtemission des glühenden Drahtes zurückzuführen. Die Anwendbarkeit der Quantentheorie auf die Ionisationsprozesse scheint damit wesentlich gestützt zu sein. Man kann daher umgekehrt Bestimmungen der Ionisierungspotentiale zu Präzisionsmessungen der Größe h ausbauen, wie Warburg es neulich vorgeschlagen hat. Wir halten es für durchaus möglich, die Genauigkeit der Bestimmung noch um das Zehnfache des bisher Erreichten zu übertreffen.

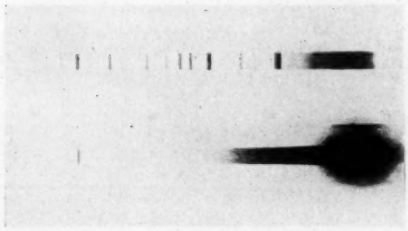


Fig. 21.

Man könnte nun vermuten, daß bei der Energieübertragung der 4,9 Volt-Strahlen an die Quecksilberatome diese überhaupt nicht ionisiert werden, sondern daß nur die Lichtemission angeregt wird. Wir glaubten diese Auffassung damals ablehnen zu dürfen, da aus dem Verhalten der Entladung im Quecksilberdampf zu schließen ist, daß der erste unelastische Stoß, den ein Elektron im Quecksilberdampf erfährt, auch ein ionisierender Stoß sein müsse. Immerhin war es wünschenswert, auch Messungen der Ionisierungsspannung nach unserem alten Verfahren vorzunehmen. Zur Ausführung der betreffenden Messungen sind wir nicht mehr gekommen; jedoch ist diese Lücke im Beweis ausgefüllt durch eine Arbeit von Newman[1]), der nach unserem alten Verfahren für die Ionisierungsspannung des Quecksilbers den Wert von 5 Volt gefunden hat. Es ist auch nicht angängig, wie es neuerdings Bohr versucht hat, mit der Annahme auszukommen, daß im Helium die 20,5 Volt-Strahlen und im Quecksilber die 4,9 Volt-Strahlen erst sekundär Ionisation hervorriefen, indem das entstehende kurzwellige Licht an den Elektroden oder Verunreinigungen im Gase einen Photoeffekt erzeugt, denn die scharfen Maxima beweisen, daß die neuen Elektronen an den Stellen entstehen, an denen der unelastische Stoß stattfindet. Es sei auch noch auf einige unterdes erschienene Fortsetzungen und Ergänzungen unserer Arbeiten hingewiesen. In einer bei Lenard ausgeführten Arbeit hat Åkeson[1]) ebenfalls quantenhafte Energieübertragung der translatorischen Energie der Elektronen an Gasmoleküle festgestellt. Zur Berechnung von Eigenfrequenzen und damit zum sicheren Nachweis der Gültigkeit des quantentheoretischen Ansatzes genügt die Genauigkeit der Untersuchung nicht. Wichtig ist jedoch, daß Åkeson, der mit Strahlen arbeitete, die eine größere Geschwindigkeit hatten als die zur Ionisation benötigte, fand, daß auch diese schnellen Strahlen im Quecksilberdampf einen Energieverlust von etwa 5 Volt erleiden. Man darf daraus den Schluß ziehen, daß von dem Resonanzelektron im Quecksilberatom weder mehr noch weniger Energie als ein Quant aufgenommen wird. Zu besprechen ist ferner eine Arbeit von McLenann und Henderson. Diese Autoren haben nachgewiesen, daß auch im Zinkdampf und im Kadmiumdampf die Emission von einzelnen Linien durch den Stoß langsamer Elektronen angeregt wird. Im Zinkdampf ist es die Linie 307,6 $\mu\mu$, im Magnesiumdampf die Linie 326,0 $\mu\mu$. Beide sind auch Resonanzlinien im Woodschen Sinne. Die Energieübertragung der stoßenden Elektronen ist von den Verfassern nicht bestimmt worden.

Unter Zugrundelegung der Quantentheorie wird für Zink die Ionisierungsspannung 3,74 und für Magnesium 3,96 Volt berechnet. Auch beim Helium scheint eine der Energie des 20,5 Volt-Strahles entsprechende Linienemission vorzuliegen. Man würde die Emission der Linie 600 erwarten. Nach einer kurzen Publikation von Lyman ist das gerade die ultraviolette Grenze der Emission des Heliums. Es scheint somit sehr wahrscheinlich, daß bei allen Ionisationsprozessen eine aus der übertragenen Energie nach der Quantentheorie zu berechnende Lichtemission stattfindet. Weitere Versuche, die besonders bei Metalldämpfen aussichtsreich erscheinen, sollen sobald als möglich ausgeführt werden. Durch diese Versuche ist natürlich nichts darüber ausgesagt, wie aus der Emission solcher Einzellinien die Emission der ganzen Spektra entsteht, ebensowenig darüber, ob die Einzellinien selbst erst bei der Wiedervereinigung oder beim Ionisationsprozeß entstehen. Wegen dieser Fragen sei auf die wichtigen Arbeiten von Gehrcke, Seeliger, Rau, Holm, Stark

1) Newman, Phil. Mag. (6) **28**, 753, 1914.

1) Åkeson, Sitzber. Heidelb. Akad. math. nat. Kl. Abt. A. 1914, 21. Abh.

u. a. verwiesen, die z. T. schon vor unseren Versuchen ausgeführt sind, die jedoch trotz wichtiger Resultate, die gewonnen sind, noch nicht zu einer einheitlichen Auffassung geführt haben. Als sicher darf man es jedoch wohl annehmen, daß in der Entladungsbahn ein Gas nur dann leuchtet, wenn es ionisiert wird, und wir möchten im folgenden zum Schluß kurz zeigen, wie auf Grund dieser Annahme und der von uns gemachten Erfahrungen über die Stoßionisation es sich erklärt, daß bei elektrischer Anregung von Gasgemischen die Spektralemission einer Komponente äußerst stark überwiegen und diejenige der anderen Komponente ganz unterdrücken kann. Ein Beispiel dafür ist die bekannte Tatsache, daß die Spektra der Edelgase durch Zusatz kleiner Mengen Luft ganz unterdrückt werden, so daß man sie nur durch die bei Schwingungen auftretenden hohen Momentanpotentiale nachweisen kann. Im Gemische Helium—Argon sind Spuren Argon nachweisbar und lassen das Heliumspektrum stark zurücktreten. Im Gemische Helium—Quecksilber leuchten beide Spektra dann fast gleich intensiv, wenn auf etwa 3 mm Helium $^1/_{10000}$ mm Quecksilberdampf kommt. Ebenso treten in einer Stickstoff- oder Edelgasatmosphäre die Spektra der Alkalimetalle bei so geringen Dampfdrucken hervor, daß Gehlhoff Spektralaufnahmen dieser Dämpfe bei relativ tiefen Temperaturen in solchen Gemischen machen konnte, ohne durch die Spektra der Gasatmosphäre selbst gestört zu werden. Dabei entspricht die Entladungsform durchaus nicht dem niedrigen Drucke des Metalldampfes, sondern viel eher dem Drucke der nichtleuchtenden Gasatmosphäre. Sieht man diese und andere in der Literatur beschriebenen Fälle durch, so ergibt sich, daß in dem Gemisch immer das Gas mit der kleineren Ionisierungsspannung stark leuchtet und das Gas mit der größeren Ionisierungsspannung nicht oder nur schwach leuchtet. Daß die Stoßionisationstheorie auch quantitativ diese Erscheinung zu berechnen gestattet, mag aus einer kürzlich publizierten Arbeit[1]) hervorgehen. Wir wollen, um das Prinzip zu zeigen, nur qualitativ den Fall des Gemisches Helium—Quecksilber durchdiskutieren. Beide Atomsorten reflektieren unterhalb der Ionisierungsspannung die Elektronen völlig elastisch, so daß zwischen zwei Zusammenstößen die Geschwindigkeit der Elektronen unter Einwirkung des elektrischen Feldes auch im Gemisch der Gase dauernd wachsen kann. Das gilt aber nur bis zu dem Moment, in dem die Geschwindigkeit eines 4,9 Volt-Strahles erreicht wird; denn von diesem Augenblick an tritt bei einem Zusammenstoß mit einem Quecksilberatom Ionisation und damit ein unelastischer Stoß auf. Wird kein Quecksilberatom getroffen, dann wächst die Geschwindigkeit des Elektrons ungestört weiter, bis bei 20,5 Volt die Ionisierungsspannung des Heliums erreicht ist. Wird vor Erreichung dieser Energie ein Quecksilberatom getroffen und ionisiert, dann wird die Entladung natürlich dadurch nicht abgeschwächt, daß das Elektron anstatt von einem Heliumatom von einem Quecksilberatom abgegeben wird. Sie wird im Gegenteil verstärkt werden, da die Elektronen ja schon bei kleineren Geschwindigkeiten zur Ionisation gelangen können und daher häufiger zu ionisieren vermögen. Für die Lichtemission des Heliums dagegen, die eine Ionisation der Heliumatome und somit das Auftreten von 20,5 Volt-Strahlen zur Voraussetzung hat, wirkt der die Quecksilberatome ionisierende Zusammenstoß geradeso, als ob ein Zusammenstoß mit einem stark elektronegativen Molekül erfolgt sei; denn er schaltet in die Reihe der elastischen Zusammenstöße unelastische und hindert somit das Elektron an der Energieansammlung. Durch die Anwesenheit der Heliumatome, und zwar proportional einer Exponentialfunktion des Druckes dieses Gases wächst andererseits die Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Elektron auf seinem Wege bei der Hin- und Herreflexion ein Quecksilberatom trifft. Man kann die Wahrscheinlichkeit dafür ausrechnen, daß das Elektron auf seinem verschlungenen Wege vom 4.9 Volt-Strahl bis zum 20,5 Volt-Strahl mit einem Quecksilberatom zusammentrifft. Wir haben in der erwähnten Arbeit diese Rechnung durchgeführt und die Wahrscheinlichkeit erweist sich als so groß, daß der außerordentlich große Einfluß ganz geringer Spuren von Quecksilberdampf im Helium völlig erklärt wird. Das Gas, das die höhere Ionisierungsspannung hat, wirkt also in der Hauptsache dadurch, daß es den Weg, den das Elektron von einer Elektrode bis zur anderen zurückzulegen hat, wesentlich kompliziert und dadurch die Wahrscheinlichkeit der Zusammenstöße mit den Gasmolekülen des Gases mit der niedrigeren Ionisierungsspannung ungeheuer vergrößert. Insofern ähnelt seine Wirkung derjenigen eines starken Magnetfeldes, dessen Kraftlinien von einer Elektrode zur anderen verlaufen. Durch ein solches Magnetfeld, das die Elektronenbahnen zu Spiralen aufwickelt, werden ebenfalls, wie Strutt gezeigt hat, Entladungsbedingungen geschaffen, die viel höheren Drucken entsprechen als dem, der wirklich vorhanden ist. In gleicher Weise erklärt sich das Gehlhoffsche Resultat, daß die Alkalimetalle in einer Edelgasatmosphäre auch in geringen Verdünnungen sehr stark leuchten. Sie haben

[1]) J. Franck und G. Hertz, Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 213, 1916.

eben eine viel kleinere Ionisierungsspannung als das Gas. Wir gedenken diese Erscheinung bei der Messung der Ionisierungsspannung von Metalldämpfen zu verwerten. Benutzt man nämlich zu dieser Messung ein Gemisch des Metalldampfes mit Helium, so erreicht man damit dasselbe, als ob man bei viel höherer Temperatur und entsprechend höherem Dampfdruck des Metalls arbeitete.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. Juli 1916.)

BESPRECHUNGEN.

Schlomann-Oldenbourg, Illustr. Technische Wörterbücher. Band 12. Wassertechnik, Lufttechnik, Kältetechnik. In sechs Sprachen: Deutsch, Englisch, Französisch, Russisch, Italienisch, Spanisch. kl. 8°. XXIX. und 1959 S. m. 2075 Abbild. und Formeln. München und Berlin, R. Oldenbourg 1915. Geb. M. 25.—.

Wenn auch der Wortschatz der I. T. W. in erster Linie technische Gebiete umfaßt, so sind doch infolge der nahen Beziehungen zwischen Technik und Physik auch die meisten Zweige dieser letzteren Wissenschaft mit einbezogen; und da es außer diesem großzügigen Werk wohl kaum eine Sammlung der Fachausdrücke von annähernd ähnlicher Vollständigkeit und Gründlichkeit gibt, so dürfte es auch für den Physiker die ergiebigste Sammlung des Wortschatzes seiner Fachsprache sein. Das Werk umfaßt die 6 Sprachen: Deutsch, Englisch, Französisch, Russisch, Italienisch, Spanisch. Die Ausdrücke sind in dem Hauptteil jeden Bandes nicht alphabetisch, sondern systematisch nach Begriffen geordnet und soweit angängig durch schematische Skizzen oder durch Formelzeichen erläutert. Ein besonderes alphabetisches Register ermöglicht ein rasches Auffinden eines bestimmten Wortes.

Von dem vorliegenden 12. Band, der die Gebiete, Wassertechnik, Lufttechnik und Kältetechnik umfaßt, kommen für den Physiker hauptsächlich die ziemlich eingehend behandelten Abschnitte über die theoretischen Grundlagen dieser Gebiete sowie über Meßinstrumente in Betracht: Hydrostatik, Hydrodynamik, Hydraulik, Gewässerkunde (enthält viele meteorologische Begriffe), Wassermessungslehre (enthält neben vielen theoretischen Begriffen insbesondere Meßinstrumente), Wellen und Gezeiten; Mechanik der Luft (enthält u. a. auch viele Begriffe der Wärmemechanik, ferner zahlreiche Instrumente insbesondere für meteorologische Zwecke); Wärmelehre, Arten der Kälteerzeugung. Aber auch die übrigen mehr technischen Abschnitte bringen noch vieles, was besonders für den Experimentalphysiker wertvoll sein wird. Die Bearbeitung des Materials ist sowohl in technisch-physikalischer, als auch in sprachlicher Hinsicht vorzüglich, dafür bürgt schon die große Zahl hervorragender Fachleute, welche als Mitarbeiter bei der Herausgabe beteiligt sind. Bei dem vorliegenden 12. Bande war die Bearbeitung der fremden Sprachen durch den Ausbruch des Krieges gestört worden, so daß hier einige Lücken geblieben sind; doch sind auch diese so selten, daß sie kaum als störend empfunden werden. Durch die systematische Anordnung des Stoffes gewinnen die I. T. W. einen lehrbuchartigen Charakter; sie sind nicht allein ein Nachschlagewerk bei Benützung fremdsprachlicher Literatur, sondern sie unterrichten auch bis zu einem gewissen Maße über die behandelten Gebiete. So können sie z. B. von Nutzen sein, wenn man sich über Meßeinrichtungen für bestimmte Zwecke orientieren will. Auf jeden Fall gehören sie zu den hervorragendsten Werken deutschen Fleißes, und es wäre zu wünschen, daß sie möglichst weite Verbreitung finden. Betz.

Nachtrag zur Übersicht über die Kriegsbeteiligung der Deutschen Physiker.

Geh. Rat Prof. Dr. **F. Richarz**, Hauptmann d. L., bisher aufsichtführender Offizier am Lazarett, jetzt auch Leiter der Lehrwerkstätte für Kriegsindustrie im Physikalischen Institut der Universität Marburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Kolozsvar (Ungarn, Klausenburg) Dr. Rudolf Ortvay zum a.o. Professor der Mathematik ebenda, an der vlamischen Universität Gent Dr. A. van der Berghe (bisher Repetitor an der Universität Gent) zum a.o. Professor für allgemeine Chemie, Dr. J. J. Ph. Valeton aus Arnheim zum a.o. Professor der allgemeinen und der physikalischen Chemie, Dr. M. G. J. Minnaert in Gent zum Dozenten für Physik.

Berufen: Zu Dozenten an der Technischen Hochschule Warschau Kasimir Drewnowski für Theorie der Elektrotechnik, Anton Ponikowski für Vermessungslehre und J. Zawadzki für physikalische Chemie.

Vom Lehramt zurück: Der Leiter der chemischen Abteilung an der Universität von Maine in Orono Dr. Ralph H Mc Kee (zwecks Übernahme der Leitung des Versuchslaboratoriums der Tennessee Copper Company).

In den Ruhestand: Der ord. Professor der Experimentalphysik an der K. Ungar. Josef-Technischen Hochschule in Budapest Dr. Alajos Schuller.

Gestorben: Der Direktor der astronomischen Nikolai-Haupt-Sternwarte in Pulkowo bei St. Petersburg Mitglied der Kais. Russ. Akademie der Wissenschaften Professor Oskar Backlund, der Privatdozent der Chemie an der Universität Marburg Dr. Friedrich Fiade (im Kampfe gefallen).

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.